ORSAY
n° d'ordre:
1539

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

LE BIHAN née SACLE Anne-Marie Françoise

Sujet de la Thèse

ETUDE DES VITESSES ET DE LA DISTRIBUTION EN MASSE DES PARTICULES CONSTITUTIVES DE JETS MOLECULAIRES CONDENSES D'AZOTE.

Soutenue le 14 Octobre 1975 devant la Commission d'Examen

MM. DELCROIX Président

ROUAULT
BAUDON
CAMPARGUE
PREVOT

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548117_0035

ORSAY
n° d'ordre:
1539

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

LE BIHAN née SACLE Anne-Marie Françoise

Sujet de la Thèse

ETUDE DES VITESSES ET DE LA DISTRIBUTION EN MASSE DES PARTICULES CONSTITUTIVES DE JETS MOLECULAIRES CONDENSES D'AZOTE.

Soutenue le 14 Octobre 1975 devant la Commission d'Examen

MM. DELCROIX Président

ROUAULT
BAUDON
CAMPARGUE
PREVÔT

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

AVANT - PROPOS

Cette thèse a été préparée dans le Service de Confinement des Plasmas du Département de la Physique des Plasmas et de la Fusion Contrôlée du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Je voudrais remercier d'abord Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX, de l'Université de Paris-Sud, qui me fait l'honneur de présider ce jury.

Monsieur le Professeur M. ROUAULT, de l'Université de Paris-Sud, a bien voulu faire partie de ce jury, je l'en remercie très vivement.

Monsieur F. PREVOT m'a accueillie dans son Service au C.E.N. de Fontenay-aux-Roses et a suivi avec intérêt l'avancement de mes recherches, qu'il trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie également Monsieur R. CAMPARGUE, du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, et Monsieur BAUDON, de l'Université de Paris-Sud, qui ont accepté d'être membres de ce jury.

Je tiens à remercier ensuite tous ceux qui, d'une manière ou d'une autre, m'ont apporté leur aide dans la réalisation pratique de ce travail. Je les prie de bien vouloir me pardonner si je ne les cite pas tous.

Je voudrais adresser mes remerciements plus particulièrement à Messieurs J. COUTANT, M. FOIS, F. BOTTIGLIONI, qui ont bien voulu m'intégrer dans leur groupe, diriger mon

travail, et, dont les encouragements et les critiques me furent très profitables; à Messieurs ROUQUETTE et PEYRAT qui se sont chargés de la réalisation technique d'un certain nombre d'éléments de mon appareillage expérimental.

Je ne manquerai pas de remercier le service de reprographie qui a bien voulu se charger du tirage de cette thèse.

RESUME

Le travail que nous présentons ici est consacré à l'étude des jets moléculaires condensés d'azote. Ces jets sont obtenus, dans certaines conditions expérimentales, par détente d'un gaz dans le vide poussé, à travers une tuyère (ou buse). Ils sont constitués d'agglomérats de molécules que nous appelons "granules", à l'intérieur desquels les molécules sont liées les unes aux autres par des forces de Van der Waals, le nombre de molécules constituant les granules a une certaine distribution pour un jet condensé donné. Ces jets, qui se caractérisent par une densité élevée et une nette délimitation dans l'espace, peuvent être facilement ionisés par bombardement électronique et nous nous attachons ici plus particulièrement à l'étude des jets condensés et ionisés d'azote.

L'exposé est composé de cinq parties.

La première partie, qui sert d'introduction à notre travail, est essentiellement une mise au point bibliographique. Elle est consacrée à des généralités concernant le phénomène de condensation, la nature des granules d'une part, à l'ionisation des granules d'autre part, et résume les résultats déjà obtenus par différentes équipes de chercheurs avec les jets condensés ionisés de gaz divers.

La deuxième partie renferme, d'une part, la description de l'appareil utilisé pour produire les jets condensés neutres d'azote ainsi que quelques mesures préliminaires faites sur ces jets neutres, d'autre part, la description et l'étalonnage de l'appareil conçu pour les études particulières faites ici sur les jets condensés ionisés d'azote.

Dans la troisième partie, on évalue la dispersion réelle des vitesses des granules de masses différentes constituant les jets condensés et on propose une interprétation des résultats obtenus qui sont utilisés par la suite.

La quatrième partie concerne l'étude des spectres de jets ionisés, c'est-à-dire l'étude de la dispersion en masse des particules ionisées constitutives de ces jets que nous appelons "granions". On montre la possibilité de retrouver les spectres des jets condensés neutres initiaux à partir de cette étude des jets ionisés.

La cinquième partie traite de la multi-ionisation et de la fragmentation des particules ionisées sous l'action d'un deuxième bombardement électronique. On étudie l'influence de l'intensité du courant d'émission électronique dans cette seconde ionisation. Les résultats obtenus permettent le calcul des sections efficaces d'ionisation des granions.

INTRODUCTION

Avant de rendre compte de notre travail réalisé sur des jets moléculaires condensés et ionisés d'azote dans un laboratoire du Département de la Physique des Plasmas et de la Fusion Contrôlée du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, il est important de rappeler justement l'intérêt qu'offrent les jets condensés pour les recherches sur la fusion contrôlée. [1]

Les faisceaux moléculaires condensés des isotopes de l'hydrogène ont été proposés comme une possibilité de constituer des plasmas à température élevée dans des pièges magnétiques. [2] [3] [4] [5]. Pour utiliser les granules dans les expériences d'injection, on doit leur donner une énergie par molécule suffisante; ceci est réalisé en accélérant électrostatiquement les granions obtenus par ionisation des granules neutres. [6] [7]. Les avantages dûs au quotient $\frac{\text{masse}}{\text{charge}}$ élevé des granions et à leur large distribution en masse donnés dans [8] sont les suivants :

1 - En raison des valeurs élevées du rapport $\frac{\text{masse}}{\text{charge}}$ on peut envisager d'injecter directement les granions dans les pièges magnétiques sans avoir besoin de neutraliser le faisceau;

2 - Pour la même raison, les problèmes de charge d'espace sont réduits. A flux atomique et énergie par atome égaux, la

charge d'espace défocalisante d'un faisceau de granions de M atomes par granule est M fois plus faible que celle d'un faisceau de protons équivalent;

3 - La distribution en masse existante dans un jet de granules se traduit par une dispersion de l'énergie par atome dans les granions. Cette dispersion est favorable car elle entraîne une diminution de la susceptibilité du plasma à l'égard de certains types de micro-instabilités;

4 - L'efficacité de piègeage devrait être plus élevée pour les granules que pour les particules monoatomiques injectées dans le piège. [3] [9] [10]

Nous venons de dire que les jets condensés sont constitués de granules de masses élevées non toutes identiques; le domaine de masses existant pour un jet donné est même, comme nous le verrons, assez étendu. Ceci fait que les granules ont des énergies cinétiques importantes et assez dispersées dans un jet donné. Ces propriétés se conservent pour les granions obtenus par ionisation du jet neutre. Pour que ces granions soient utilisables dans les expériences d'injection, il faut cependant que le rapport moyen

$$\frac{\text{nombre d'atomes par granion}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$$

dans un jet donné ne dépasse pas quelques centaines. Ceci montre l'importance du contrôle et de l'étude, d'une part,

de la dispersion des masses des granules au niveau de leur production, d'autre part, de la dispersion du rapport $\frac{\text{masse}}{\text{charge}}$ qui en résulte pour les granions non accélérés obtenus par ionisation du jet neutre. Cette étude constitue le but de notre travail. Pour des raisons pratiques, nous l'avons faite sur des jets condensés d'azote qui, bien que n'offrant pas les mêmes possibilités d'application que les jets de granions d'hydrogène, sont susceptibles de nous fournir des renseignements utiles quant aux propriétés des jets condensés en général. La transposition des uns aux autres étant possible lorsqu'on connaît les propriétés élémentaires des corps étudiés.

A notre connaissance, seules des mesures de masse moyenne ont été faites jusqu'à ce jour sur les jets de granules neutres, aussi nous sommes-nous attachés à étudier les spectres des granules neutres, c'est-à-dire leur distribution en fonction de la masse. Pour cette étude, il est nécessaire d'effectuer une sélection en masse. Actuellement, nous ne connaissons pas de méthode permettant de séparer des granules neutres de masses différentes dans un jet; par contre, la spectrométrie de masse est facilement réalisable sur des particules chargées. Si nous considérons que l'ionisation par bombardement électronique à énergie modérée sans accélération ne modifie ni la vitesse des particules du jet condensé, ni leur masse (conservation de l'énergie cinétique des particules du jet après ionisation), le problème posé se ramène à l'étude du spectre énergétique des granions non-accélérés

obtenus par ionisation du jet de granules neutres d'azote. Par déflection électrostatique nous pouvons mesurer directement la distribution des granions en fonction du rapport $\frac{\text{énergie cinétique}}{\text{charge}} = \frac{\frac{1}{2} N m_o v_N^2}{Ze}$ (m_o masse de la molécule du gaz constituant le jet, e charge élémentaire, Z nombre de charges élémentaires portées par le granion de N molécules obtenu par ionisation d'un granule de N molécules, v_N vitesse du granule et du granion de N molécules). Pour pouvoir retrouver à partir d'elle la distribution en masse des granions donc des granules, il nous faut connaître d'une part leur vitesse, d'autre part la façon dont se fait l'ionisation d'un granule. Ceci nous a donc conduits à mesurer la vitesse des granules en fonction de leur masse, ce qui nous a permis d'étudier alors directement la distribution des granions en fonction de leur rapport caractéristique

$$\frac{N}{Z} = \frac{\text{nombre de molécules}}{\text{nombre de charges élémentaires}} .$$

Pour avoir une meilleure connaissance du processus de l'ionisation nous avons étudié la multi-ionisation et la fragmentation des granions. Grâce à cet ensemble de mesures nous avons pu retrouver les spectres des jets de granules neutres initiaux.

PREMIERE PARTIE

INTRODUCTION BIBLIOGRAPHIQUE

1.1. Généralités concernant la nature des granules et le phénomène de condensation.

1.1.1. Jets condensés.

E.W. Becker, K. Bier, W. Henkes, R. Klingelhöfer, P. Lohse [11] [12] ont montré que, dans certaines conditions expérimentales, il se produit une condensation partielle dans le jet libre obtenu par détente d'un gaz dans le vide à travers une buse. La buse et le tube d'admission du gaz étant refroidis à la température de liquéfaction (à la pression atmosphérique) du gaz utilisé, si on fait varier la pression p_o en amont de la buse depuis quelques torrs jusqu'à la pression atmosphérique, on observe l'apparition de la condensation dans le jet pour une certaine pression critique p_c (dont la valeur dépend de la sensibilité de l'appareil de mesure de l'intensité du jet), puis l'augmentation progressive de la condensation au-delà de cette valeur. Si on continue à augmenter la pression d'admission p_o à des valeurs supérieures à la pression atmosphérique on observe un accroissement d'intensité particulièrement important. Cependant dans ces conditions l'intensité du jet est souvent fortement oscillante; pour la rendre stationnaire, il suffirait d'ajouter au gaz condensant un gaz non-condensant, lequel

prendrait part à l'évacuation de la chaleur de condensation. Dans un jet de gaz pur, celle-ci est évacuée par les molécules non condensées qui sont en partie éliminées du jet au niveau d'un diaphragme que nous appellerons "écorceur", placé sur l'axe de la buse à la distance x_d de celle-ci pour extraire le coeur du jet libre. Le jet condensé est constitué de molécules agglomérées par la condensation, on a donné à ces agglomérats le nom de "granules"; à l'intérieur de ces granules les molécules sont liées entre elles par des forces de Van der Waals [13].

Si l'on admet que le régime d'écoulement devient moléculaire en aval de l'écorceur et que l'extraction du jet est un processus isentropique, il faudra considérer que les conditions physiques dans le jet sont celles que l'on rencontre à l'entrée de l'écorceur. L'état thermodynamique dans le jet est déterminé par le nombre de Mach M_d à l'entrée de l'écorceur qui peut être calculé à partir de la formule d'Ashkenas et Sherman [14] qui donne la valeur du nombre de Mach en tout point de l'axe de l'écoulement:

$$M = A \left(\frac{x}{d}\right)^{\gamma-1} - B \left(\frac{x}{d}\right)^{1-\gamma} \qquad (1)$$

où d est le diamètre de la buse, x la distance du point considéré à celle-ci, γ le rapport des chaleurs spécifiques du gaz étudié, A et B sont des paramètres dépendant de γ dont les valeurs sont données dans le tableau 1. La valeur

calculée pour l'azote du nombre de Mach à l'entrée de l'écorceur dans notre appareil de production des granules est $M_d = 15,64$.

Bier et Hagena [15] ont montré que pour les valeurs de M_d donc de x_d donnant un flux optimal, il y a attachement à l'écorceur de l'onde de choc dont les perturbations n'affectent pas ainsi le flux transmis, et l'on obtient une faible dispersion des vitesses des particules constituant le jet tant en module qu'en direction. La valeur optimale à donner à x_d se calcule à partir de la formule déduite empiriquement par B. French [16] de la formule (15) :

$$\frac{x_{d_o}}{d} = 0,44 \left(\frac{p_o}{p_1}\right)^{1/2} \qquad (2)$$

où p_o est la pression d'admission du gaz en amont de la buse, p_1 la pression entre buse et écorceur. La valeur calculée à partir de (2) pour x_d dans les conditions de nos expériences est $x_d = 9,6$ mm; or pour l'appareil utilisé $x_d = 10$ mm, nous pouvons considérer que nous sommes dans les conditions optimales souhaitées.

1.1.2. Phénomène de condensation dans un jet.

Quand un gaz est détendu adiabatiquement à travers une buse, il peut arriver que de très basses températures et pressions soient atteintes et que la courbe de détente isen-

tropique vienne couper la courbe de saturation de la vapeur, la condensation peut alors se produire. Le jet étant isolé des parois de la buse par des couches visqueuses, la condensation ne peut se faire que sur des noyaux existant dans le fluide, donc, dans le cas des gaz purs, sur des noyaux formés spontanément [17].

La formation de germes dans les milieux sursaturés a été étudiée qualitativement pour la première fois par Volmer et Weber [18]. A chaque valeur de la sursaturation correspond une taille critique déterminée des " granules " de la nouvelle phase. Pour une pression de vapeur p donnée, le rayon des germes critiques en équilibre est donné par :

$$r_{crit} = \frac{2\,\sigma\,m_1}{\rho_1\,k\,T\,\mathrm{Log}\,\frac{p}{p_1}} \qquad (3)$$

où σ est la tension superficielle du granule, p_1 la pression de vapeur d'une surface liquide plane, ρ_1 et m_1 la densité et la masse moléculaire de l'état (solide ou liquide) du granule, k la constante de Boltzman qui vaut $1{,}38.10^{-23}\,J.K^{-1}$, T la température absolue.

Pour une pression donnée, les granules de rayons plus petits que le rayon critique s'évaporent alors que ceux de rayons plus grands grossissent. Le nombre de granules contenant N molécules est donné par la formule de Gibbs :

$$n_N = n_o \exp - \frac{\Delta \Phi_N}{kT} \qquad (4)$$

$\Delta\Phi_N$ est la différence des potentiels thermodynamiques de l'état gazeux et du granule, n_o est le nombre total des molécules du système.

Dans les détentes à travers les buses, les processus impliqués pour la condensation peuvent être loin de l'équilibre et les distributions données ci-dessus pour les granules ne sont plus applicables. Le problème est alors de trouver la vitesse de formation des granules dans les conditions de non-équilibre existant dans ces détentes rapides. Frenkel [19] utilisant la méthode de Becker et Döring [20] consistant à tenir compte simultanément de la condensation de la vapeur à la surface des granules et de la réévaporation de ceux-ci, donne pour le nombre de granules formés par unité de temps et de volume l'expression :

$$J = \frac{p^2 v_1}{(kT)^2} \left(\frac{2\sigma}{\pi m_o}\right)^{1/2} \exp - \frac{4\pi\sigma^2 r_{crit}}{3kT} \qquad (5)$$

où v_1 est le volume moléculaire de la phase condensée liquide ou solide, m_o la masse de la molécule.

Une fois que les noyaux de taille critique sont formés, ils continuent à croître comme des granules stables de la phase condensée (liquide ou solide). Cette croissance

dicte alors deux conditions :

a) Il y a variation de la masse du granule par collisions de molécules gazeuses avec lui, le nombre de molécules gazeuses frappant un granule par unité de surface et de temps est donné selon la théorie cinétique par :

$$\beta = \frac{p}{\sqrt{2\pi m_o k T}} \qquad (6)$$

p et T étant la pression et la température du gaz.

b) Il doit y avoir soit évacuation d'une partie de la chaleur de condensation hors du granule, soit transformation de celle-ci en énergie autre que thermique (énergie cinétique). Cette condition est nécessaire car si la chaleur de condensation était absorbée sous cette forme par le granule, la température de celui-ci pourrait croître jusqu'à ce qu'il devienne insaturé et sa croissance s'interromprait. Dans les cas envisagés pour lesquels le granule reste petit vis-à-vis du libre parcours moyen dans la vapeur, la chaleur évacuée l'est par transport moléculaire.

La théorie cinétique permet de calculer facilement le transfert de chaleur à une surface. Connaissant la chaleur latente de condensation l_c, la vitesse de croissance des granules peut être déterminée à partir de la formule donnée par Clark [21] :

$$\frac{dr_N}{dt} = \frac{1}{\rho_1} \frac{Cp}{l_c} \left(\frac{k}{m_o T}\right)^{1/2} (T_c - T) \qquad (7)$$

T_c est la température de condensation sous la pression p, C est une constante que nous pouvons évaluer à $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$ en faisant le bilan énergétique.

Pour les écoulements en régime stationnaire :

$$\frac{dr_N}{dt} = q \frac{dr_N}{dx} \qquad (8)$$

où q est la vitesse de l'écoulement; on peut alors intégrer ce gradient le long de l'axe de l'écoulement pour obtenir en chaque point la taille des granules r_N ou leur masse $m_N = \frac{4}{3} \pi r_N^3 \rho_1$

$$\frac{dr_N}{dx} = \frac{p}{q \rho_1 l_c} \left(\frac{k}{2\pi m_o T}\right)^{1/2} (T_c - T) \qquad (9)$$

$$\frac{dm_N}{dx} = 4\pi r_N^2 \frac{p}{q l_c} \left(\frac{k}{2\pi m_o T}\right)^{1/2} (T_c - T) \qquad (10)$$

Les grandeurs T, T_c, p, q, et r_N sont des fonctions de x qu'on peut théoriquement exprimer en tenant compte des équations de l'écoulement d'une vapeur condensante (voir appendice 1).

Pour avoir une idée de la grosseur des granules que nous allons étudier, il est intéressant d'évaluer le rayon

critique au niveau de la buse. Nous calculerons cette valeur en supposant que les granules d'azote sont à l'état solide de masse volumique $\rho_1 = 1{,}026\ g/cm^3$, la pression de vapeur saturante est alors donnée en fonction de la température par la formule [21] :

$$\text{Log } p_1 = 11{,}0019 - \frac{826{,}831}{T} \qquad (11)$$

où p_1 est exprimée en atmosphère.

La pression dans l'écoulement en chaque point est donnée par

$$\frac{p}{p_o} = \left(\frac{1}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \qquad (12)$$

où p_o est la pression d'admission du gaz sur la buse, M est le nombre de Mach au point considéré de l'écoulement qu'on calcule à partir de la formule (1), γ est le rapport des chaleurs spécifiques de l'azote qui est pris égal à 1,47 à 80°K.

En première approximation, on peut prendre comme valeur de la température absolue en chaque point :

$$\frac{T}{T_o} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2} \qquad (13)$$

où T_o est la température de la buse qui vaut 78°K.

Sachant d'autre part que la tension superficielle de l'azote qui vaut 8,27 dynes/cm à 80°K peut s'exprimer dans le domaine de température considéré en fonction de T par :

$$\text{Log } \sigma_{\text{dyne/cm}} = -0,023\ T + 4 \qquad (14)$$

on peut calculer le rayon critique en chaque point de l'écoulement grâce à la formule (3). Ce calcul donne $r_{crit.} = 11,2$ Å à l'intérieur de la buse, ce qui correspond à des granules contenant 125 molécules d'azote, la vitesse de croissance en ce point étant égale à $\frac{dr}{dx} = 75.10^{-6}$ soit $\frac{dN}{dx} = 2,6.10^{4}$ molécules/mm. Or, au même point on peut calculer à partir de la formule (6) le nombre de molécules gazeuses qui frappent un tel granule; ce nombre est $3,1.10^{5}$ molécules/mm, il est donc beaucoup plus grand que le nombre de molécules qui se condensent.

1.1.3. Nature des granules.

L'état de la condensation du faisceau moléculaire final obtenu par détente à travers une tuyère (ou buse) dépend, nous venons de le voir, des quatre paramètres suivants : p_o, T_o pression et température du réservoir gazeux (valeurs dont dépendent les valeurs de la pression p et de la température T du gaz en chaque point de l'écoulement supposé isentropique), d et x_d diamètre de la buse et distance de celle-ci à l'écorceur; il dépend aussi de la géométrie

de la buse et du potentiel intermoléculaire du gaz étudié. Si l'on suppose l'écoulement libre à partir de l'écorceur, p_o fixe la position du disque de Mach suivant Ashkenas et Sherman [14]:

$$\frac{x_M}{d} = 0{,}67 \left(\frac{p_o}{p_1}\right)^{1/2} \qquad (15)$$

p_1 est la pression dans la chambre de détente. (On calcule pour notre appareil x_M = 14,6 mm, donc le disque de Mach est au-delà de l'écorceur). Cela détermine aussi le degré maximal de sursaturation atteint au cours de la détente adiabatique. Le paramètre x_d dirige la cinétique du processus de condensation et limite le domaine de la condensation donc il fixe l'état d'équilibre final et la taille des agglomérats de molécules dans le jet dont la limite supérieure dépend de p_o. Une augmentation progressive de p_o doit donc permettre d'observer les différents états intermédiaires qu'on peut trouver dans le jet. P. Audit et M. Rouault [22], [23], [24], et plus récemment J. Farges [25], [26], ont étudié la structure des agglomérats de molécules constituant des jets condensés par diffraction électronique. Ils ont constaté que pour x_d donné, la taille des granules croît avec p_o et qu'en même temps leur structure change lorsqu'on augmente p_o, par changement de phase des agglomérats moléculaires dans le jet. Pour des valeurs élevées de p_o, les interférogrammes obtenus sont caractéristiques des solides. Quand p_o diminue, ils observent la disparition progressive des pics de diffraction

dûe à la diminution de la taille du cristal et à la disparition de l'état ordonné à grande distance; celui-ci disparaît complètement pour les faibles valeurs de p_o pour lesquelles le spectre de diffraction cristalline est remplacé par un spectre caractéristique de l'état liquide (gouttelettes fines). Puis, si l'on continue à diminuer p_o, ils ont trouvé les figures caractéristiques des dimères et des molécules libres.

1.1.4. Potentiel d'interaction - Section efficace de diffusion d'un granule.

Ces résultats nous incitent à considérer les granules d'azote que nous allons étudier comme des agglomérats de molécules de densité uniforme correspondant à l'état solide. Nous supposerons de plus que ces granules sont sphériques. On peut calculer le potentiel d'interaction entre un granule sphérique de N molécules et une molécule située à la distance r du centre du granule supérieure au rayon r_N de celui-ci comme la somme des potentiels asymptotiques :

$$V(r) = -C\, r^{-6} \qquad (16)$$

des molécules le constituant [27]; C est la constante de Van der Waals pour le gaz considéré. Si a_o est le rayon d'une molécule constituant le granule, le potentiel d'interaction cherché est :

$$V_N(r) = -\frac{C}{\frac{4\pi}{3}a_0^3}\int_0^{h_N}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\frac{\rho^2\, d\rho\, \sin\theta\, d\theta\, d\varphi}{(\rho^2+r^2-2\rho r\cos\theta)^3} = -C\,N r^{-6}\left(1-\frac{r_N^2}{r^2}\right)^{-3} \qquad (17)$$

La section efficace d'un granule est déterminée, comme pour la molécule, à partir du paramètre d'impact maximal qui donne lieu à une déflection observable. La fonction de déflection pour les petits angles et pour les collisions élastiques s'écrit dans le système du centre de masse :

$$\chi_N = -\frac{2b}{\mu_N g_N^2 b}\int_{\infty}^{\infty}\frac{dV_N}{dr}\frac{dr}{\sqrt{r^2-b^2}} = -\frac{15}{8}\pi\frac{C}{\mu_N g_N^2}N b^{-6}\left(1-\frac{r_N^2}{b^2}\right)^{-\frac{7}{2}} \qquad (18)$$

b est le paramètre d'impact, μ_N la masse réduite du système des deux particules qui se rencontrent, g_N la vitesse relative des deux particules.

En tenant compte de la valeur minimale de l'action, on obtient la relation suivante entre l'angle de déflection minimale χ_{min} observable et le paramètre d'impact maximal b_{max} qui lui correspond :

$$\mu_N g_N \chi_{N\,min} b_{N\,max} = \frac{h}{2\pi} \qquad (19)$$

où h est la constante de Planck égale à $6{,}626.10^{-34}$ J.s et

$$b_{N\,max} = \sqrt{\frac{\sigma_N}{\pi}} \qquad (20)$$

on trouve pour la section efficace totale de diffusion du granule σ_N le résultat approché suivant [28] :

$$\sigma_N = \pi r_N^2 + \sigma_1 N^{2/3} \qquad (21)$$

le rayon du granule d'azote de N molécules étant donné par :

$$r_N = 2{,}2\ N^{1/3} \quad \text{Å} \qquad (22)$$

et σ_1 désigne la section efficace de la molécule libre.

1.2. Généralités concernant les jets moléculaires condensés ionisés.

1.2.1. Ionisation des jets condensés neutres.

Sur le parcours du jet de granules neutres, on dispose d'une source d'électrons qui fournit un faisceau d'électrons de densité électronique n_e, d'énergie variable W_e (donc de vitesse variable v_e). Soit dl la distance parcourue par le jet de granules à travers la cible électronique. Une partie des granules est ionisée par collision avec les électrons. Si l'on appelle $I_o(N)$ l'intensité des granules neutres initiaux contenant N molécules et v_N leur vitesse (qui est toujours négligeable devant la vitesse des électrons v_e), l'atténuation subie par ces granules peut s'écrire :

$$dI_o(N) = - I_o(N)\ \sigma(N,W_e)\ n_e\ \frac{v_e}{v_N}\ dl \qquad (23)$$

$\sigma(N,W_e)$ est la section efficace d'ionisation des granules contenant N molécules par des électrons d'énergie W_e.

Pour décrire complétement l'interaction d'un électron d'énergie W_e et d'un granule de N molécules, il faut tenir compte d'une multiplicité de processus différents. Les plus importants sont l'ionisation, l'excitation, la décomposition du granule en fragments chargés et non chargés, et la fuite des électrons secondaires hors du granule. Une connaissance précise de ces phénomènes permettrait le calcul de la section efficace totale correspondant à la transformation d'un granule neutre contenant N molécules en un granion contenant N' molécules et portant Z charges élémentaires.

Ce calcul peut être fait avec un certain nombre d'hypothèses simplificatrices dont la plus importante est de supposer qu'au cours de l'ionisation la taille des granules ne varie pas : $N = N'$, c'est-à-dire qu'on néglige l'évaporation des neutres et la dissociation des granions multi-chargés. F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois [29] ont calculé pour des granules d'hydrogène, d'azote et d'anhydride carbonique de masses différentes, la valeur des rapports $\sigma(N,W_e)/\ \sigma(N,W_{e_M})$ (W_{e_M} est l'énergie électronique correspondant à la valeur maximale de la section efficace d'ionisation du granule de masse considérée) en tenant compte de la perte d'énergie des électrons à l'intérieur du granule, du piégeage des électrons secondaires éjectés lors d'une

collision ionisante par le champ de Coulomb de l'ion ou le champ dipolaire induit d'une molécule du granule, et du trajet aléatoire des électrons secondaires dans le granule. Ils ont aussi tracé pour ces mêmes granules les courbes $\sigma(N,W_e)/\sigma(1,W_e)$ en fonction de N. La pente de ces courbes est proportionnelle à N pour les très petits granules et devient à peu près proportionnelle à $N^{2/3}$ pour les granules plus gros en particulier dans le domaine $10^2 < N < 10^4$, ceci étant dû surtout au piégeage des électrons secondaires.

Suivant leur énergie, les électrons excitent les niveaux électroniques, vibrationnels ou rotationnels des granules. L'énergie transmise élastiquement n'est pas suffisante pour briser les forces de Van der Waals liant les molécules du granule les unes aux autres. Cependant, comme les effets s'ajoutent à chaque collision électron-granule, on doit s'attendre à ce qu'un intense bombardement électronique (même à faible énergie) produise l'éclatement du granule. Ceci doit être réalisé dans des cibles électroniques pour lesquelles le produit $n_e l$ est supérieur à 10^{18}- 10^{19} électrons.m^{-2} [30].

Une autre possibilité de fragmentation des granules est dûe à la répulsion électrostatique qu'exercent les unes sur les autres les charges d'ions multi-chargés. Pour un granule d'azote le champ électrique limite à la surface est $E_{o\ lim} = 10^9$ V/m. L'ionisation multiple peut être dûe, d'une

part à l'interaction d'un granule avec plusieurs électrons, d'autre part à la possibilité qu'a un électron suffisamment énergétique de créer plusieurs charges à l'intérieur d'un granule, la probabilité d'un tel évènement étant d'autant plus grande que l'énergie de l'électron est plus élevée. Le nombre de charges que peut porter un granule sans éclater est d'autant plus grand que le granule est plus gros. En effet, considérons un granule de N molécules portant (Z - 1) charges élémentaires réparties uniformément à sa surface, la condition pour qu'il puisse être chargé une fois de plus est que le champ électrique créé par les (Z - 1) charges agissant sur la charge supplémentaire soit inférieur ou égal au champ limite $E_{o\ lim.}$:

$$\frac{(Z-1)\ e}{4\pi\ \varepsilon_o\ r_N^2} \leqslant E_{o\ lim.}$$

Compte tenu de (22) et de la valeur de $E_{o\ lim}$, on peut exprimer cette condition en donnant la taille minimale d'un granule d'azote pouvant porter Z charges sans se fracturer, soit :

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{lim.} = 30\ N^{1/3}\ \frac{Z-1}{Z} \qquad (24)$$

La valeur de la masse à partir de laquelle un granule d'azote peut porter 2 charges, calculée à partir de (24) est N = 165, elle est en bon accord avec celle que l'on trouve dans [31].

Tout ce qui vient d'être dit s'accorde avec les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent par un certain nombre de groupes de recherche.

1.2.2. Résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent.

Les premières expériences ont été basées sur des mesures d'intensité totale du faisceau de granions [32]. Des groupes de chercheurs [33][34][35][36][37] travaillant sur des jets de granules d'hydrogène et d'anhydride carbonique ont obtenu les résultats suivants :

- à énergie électronique constante, la section efficace d'ionisation mesurée est proportionnelle au nombre de masse moyen $\bar{N}$ des granules dans le jet jusqu'à une certaine valeur critique de ce nombre se situant vers 50 molécules par granule, puis, au-dessus de cette valeur, elle croît comme $\bar{N}^{2/3}$.
- pour un jet donné, donc une valeur fixe de la taille moyenne $\bar{N}$ des granules, la section efficace d'ionisation présente un maximum lorsqu'on fait varier l'énergie électronique. La valeur W_{eM} de l'énergie électronique correspondant à ce maximum est d'autant plus grande que $\bar{N}$ est plus grand.

Ces résultats s'accordent bien avec les calculs théoriques cités [29] et ont été interprétés comme suit :

- la section efficace d'ionisation d'un granule contenant N molécules peut s'écrire :

$$\sigma(N, \frac{N}{Z}) = S_N \, P\,(N, \frac{N}{Z}) \qquad (25)$$

S_N est la section géométrique du granule supposé sphérique :

$$S_N = S_1 \, N^{2/3} \qquad (26)$$

$P(N, \frac{N}{Z})$ est la probabilité pour qu'un granule frappé par un électron soit chargé Z fois. Cette probabilité augmente d'abord avec N à peu près comme $N^{1/3}$ à cause de l'écran mutuel que se font les molécules dans le granule (σ est alors proportionnelle à N); puis, lorsque le diamètre du granule dépasse la profondeur de pénétration des électrons pour les faibles énergies électroniques ou l'épaisseur de la couche de laquelle peuvent s'échapper tous les électrons secondaires pour les énergies électroniques élevées, elle devient indépendante de N (σ croît alors comme $N^{2/3}$).

- lorsqu'un électron traverse un granule, il perd de l'énergie. L'énergie moyenne de l'électron dans le granule est d'autant plus faible que le granule est plus gros; on conçoit que le maximum de la section efficace d'ionisation des granules se situe pour des valeurs de l'énergie des électrons incidents d'autant plus fortes que le granule est plus gros.

Récemment, W. Henkes et F. Mikosch [38] ont mesuré aussi la section efficace d'ionisation des molécules de granules d'hydrogène; compte tenu du fait qu'ils définissent la section efficace d'une manière différente, leurs résultats ne sont pas contradictoires avec [33].

En dehors de ces mesures de sections efficaces, des

études ont été faites, d'une part de l'influence des paramètres de production du jet de granules et du faisceau d'électrons sur les spectres de granions obtenus, d'autre part de la multi-ionisation et de la fragmentation des granions. L'équipe [34] a observé que, lorsque l'intensité du courant électronique reste suffisamment faible, sa variation n'influe pas sur la taille moyenne spécifique des granions $\overline{\frac{N}{Z}}$ pour un jet donné, au contraire lorsqu'on augmente l'accélération des électrons, la taille moyenne spécifique des granions $\overline{\frac{N}{Z}}$ commence par décroître, puis, après passage par un minimum, elle réaugmente. Le minimum est atteint lorsque la section d'ionisation est maximale; une augmentation de la pression p_o d'admission du gaz sur la buse conduit toujours, outre à un grossissement général des granules, à un déplacement de ce minimum vers les énergies électroniques plus grandes.

W. Henkes et G. Isenberg [31] ont étudié l'ionisation multiple de granules d'azote. Ils ont observé des granions de 20.10^3 molécules d'azote portant jusqu'à cinq charges et simultanément la présence de pics correspondant à de faibles valeurs de $\frac{N}{Z}$ qu'ils ont identifiés aux fragments une fois chargés, provenant de l'éclatement d'ions plusieurs fois chargés sous l'influence de la répulsion électrostatique. L'augmentation du courant d'émission électronique a pour effet de diminuer l'intensité relative des ions une fois chargés, d'augmenter celle des ions multi-chargés et des fragments.

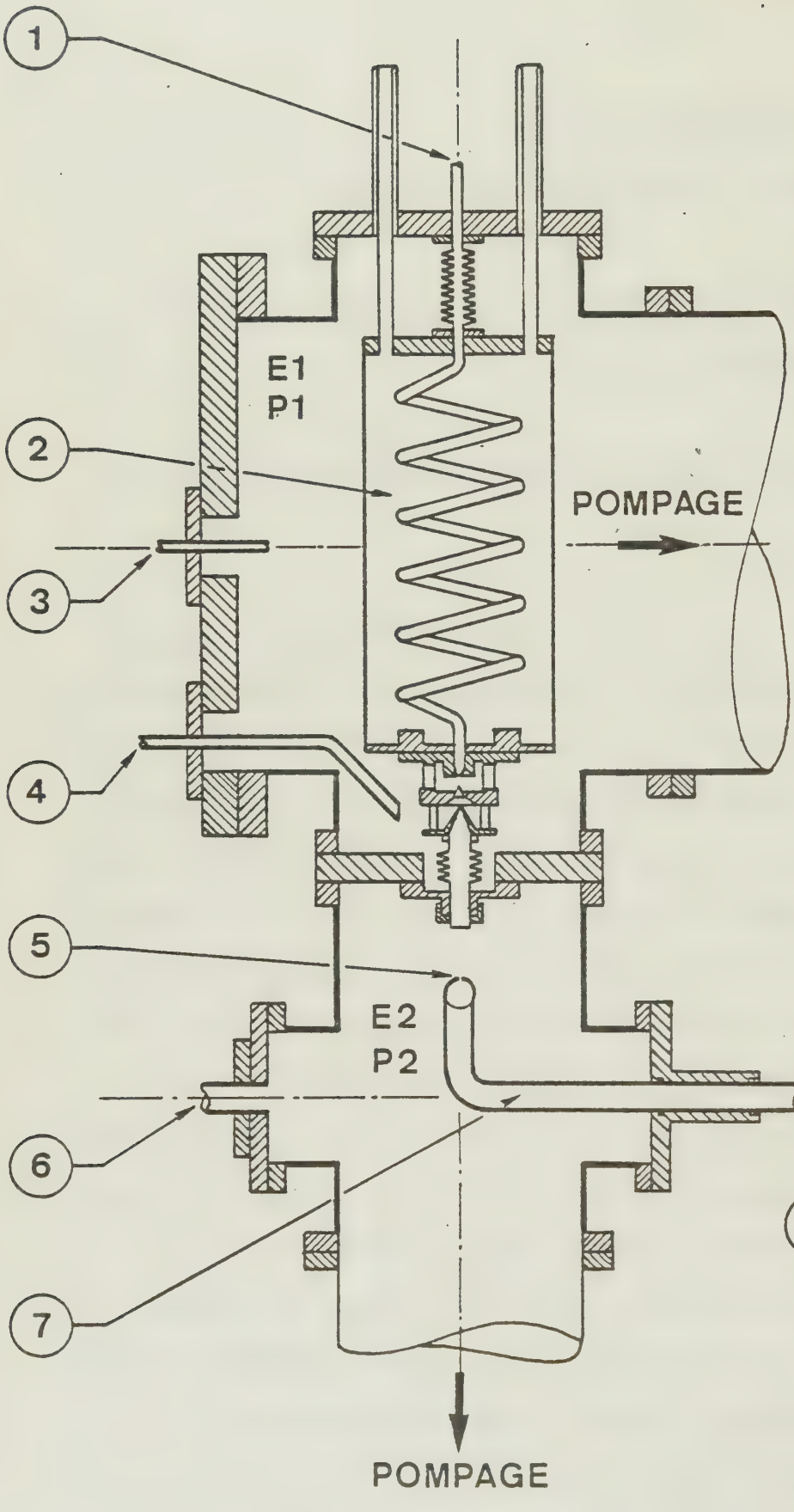
DEUXIEME PARTIE

APPAREILLAGE - ETUDE DES JETS NEUTRES

2.1. Production et étude des jets moléculaires condensés neutres d'azote.

2.1.1. Description de l'appareillage de production des jets condensés d'azote.

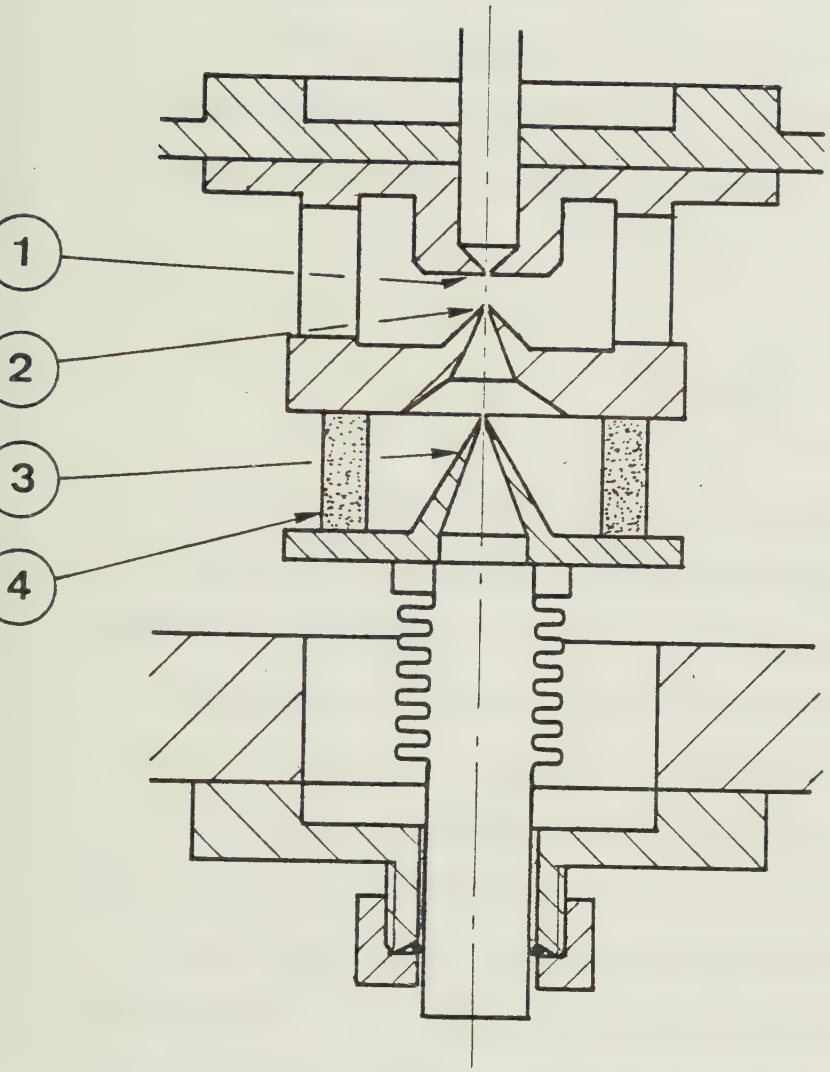
L'appareil utilisé est représenté schématiquement sur la figure 1. Un cryostat C, contenant de l'azote liquide, refroidit l'azote gazeux à pression contrôlée p_o prélevé sur la vapeur du même cryostat. Ce gaz traverse la buse, petit trou de 0,25 mm de profondeur et de 0,25 mm de diamètre, puis un diaphragme d_1 appelé "écorceur" qui est soudé à la buse et qui a 0,8 mm de diamètre. Ce diaphragme extrait la partie centrale du faisceau éliminant la plus grande partie du jet non condensé. L'ensemble buse-écorceur est suspendu dans une première enceinte E_1, qui est pompée par un groupe Roots dont la vitesse de pompage est de 2000 m^3/h. La pression dans le volume E_1 est mesurée par une jauge de Pirani et vaut quelques 10^{-2} torr en présence du débit de gaz. Un second diaphragme d_2 de 1 mm de diamètre est fixé au premier à l'aide de trois colonnettes de stéatite. Ce diaphragme, appelé "collimateur", sépare l'enceinte E_1 de l'enceinte expérimentale E_2 à laquelle il est relié par une membrane souple en acier inoxydable. Le volume E_2 est pompé par une pompe à diffusion



1 - ADMISSION GAZ
BUSE
2 - CRYOSTAT C
3 - ADMISSION GAZ
4 - JAUGE PIRANI
5 - FENTE
6 - JAUGE A IONISATION
7 - SONDE DE PRANDTL

0 5 10c

FIG.1 - SCHEMA DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL
DE PRODUCTION DE GRANULES



1 _ BUSE b

2 _ DECORTIQUEUR d_1

3 _ COLLIMATEUR d_2

4 _ COLONNETTES STEATITE

0 1 2 cm

FIG.1 bis _ DETAIL BUSE

d'huile de vitesse de pompage 2000 l/s. La pression y est mesurée par une jauge à ionisation et vaut de 7.10^{-6} à 2.10^{-5} torr en présence du jet condensé. La distance buse-écorceur est de 10 mm, la distance séparant le collimateur de l'écorceur vaut 20 mm.

2.1.2. Profils des jets condensés.

On mesure le flux de matière et l'intensité du jet à l'aide d'une sonde de Prandtl mobile placée sur l'axe du jet : Dans l'enceinte E_2, à une distance variable de la buse, une partie du jet pénètre par un trou de 5 mm de diamètre dans un volume (tube cylindrique de longueur variable) dont on mesure la pression à l'aide d'une jauge à ionisation. A l'équilibre la différence de pression Δp entre ce volume et l'enceinte E_2 est proportionnelle au débit du jet à travers le trou d'entrée, exprimé en nombre de molécules par unité de volume. Si l'on appelle $\mathcal{C}$ la conductance de l'orifice d'entrée de la sonde, la quantité Q de matière transportée par unité de temps (en nombre de molécules par unité de temps) qui définit l'intensité du jet est donnée par :

$$Q = \mathcal{C} \frac{\Delta p}{R\,T} \qquad (27)$$

On peut aussi exprimer l'intensité d'un jet de granules en courant équivalent : 1 Ampère équivalent correspond à une intensité de 6.10^{18} molécules/seconde.

Pour les mesures faites ici, la sonde placée en position basse à une distance de la buse pouvant varier entre 60 et 70 cm a une conductance de 0,535 l/s; cette même sonde rallongée par un tube cylindrique de 35 cm de long et rapprochée de ce fait de la buse (distance buse-sonde variant de 25 à 35 cm) a une conductance de 0,366 l/s.

L'ensemble de la sonde (jauge + tube + trou) peut être déplacé, soit dans un plan perpendiculaire à l'axe du jet (dans deux directions orthogonales X et Y) ce qui permet d'étudier le profil du jet, soit parallèlement à l'axe du jet ce qui permet de faire varier la distance buse-sonde L.

On peut distinguer un jet moléculaire condensé d'un jet composé de molécules libres de deux manières différentes :
- a) en comparant les largeurs des faisceaux. Les jets condensés sont beaucoup plus étroits que les jets non condensés,
- b) en augmentant la température de la buse. Si l'on est en présence d'un jet non condensé, cette élévation de température n'influe pas sur l'intensité du jet; par contre si l'on est initialement en présence d'un jet condensé, elle a pour effet de créer une brusque diminution de l'intensité du jet pour une valeur de la température pour laquelle la condensation devient impossible.

Nous avons dit, dans le paragraphe 1.1.1., que l'intensité d'un jet condensé varie très rapidement avec la

pression d'admission p_o du gaz sur la buse à partir d'une valeur p_c correspondant à l'apparition de la condensation et qui, en fait, dépend beaucoup de la sensibilité de la sonde et de l'efficacité du pompage. La figure 2 représente la variation de l'intensité du jet de granules d'azote en fonction de la pression d'admission p_o de l'azote gazeux sur la buse. La valeur de la pression critique p_c à partir de laquelle on commence à voir la condensation, et qui n'est pas représentée sur cette figure, vaut, dans les conditions présentes : 0,4 bar, soit environ 300 torrs. Avec le cryostat et la buse que nous avons utilisés, nous avons pu faire varier la pression p_o de 0 à 3 bars; toutefois, dans ce paragraphe, nous nous sommes fixés la valeur p_o = 1 bar.

La figure 3 montre l'aspect des profils transversaux obtenus pour deux valeurs différentes de la distance buse-sonde L (L_1 = 62 cm, L_2 = 27 cm) lorsqu'on déplace la sonde perpendiculairement à l'axe du jet dans une direction déterminée (ici Y) la position en X restant fixe. Ces profils sont sensiblement trapézoïdaux. On peut enregistrer des profils analogues pour différentes positions de la sonde sur l'axe X et calculer à partir d'eux l'intensité totale du jet condensé. On la trouve égale à $I_{totale} = 15.10^{16}$ molécules/s et constante le long du jet. En même temps, on peut tracer à partir de ces profils les courbes iso-flux. Ces courbes sont représentées sur les figures 4 et 5 pour les positions L_1 = 62 cm et L_2 = 27 cm de la sonde par rapport à la buse : ce sont

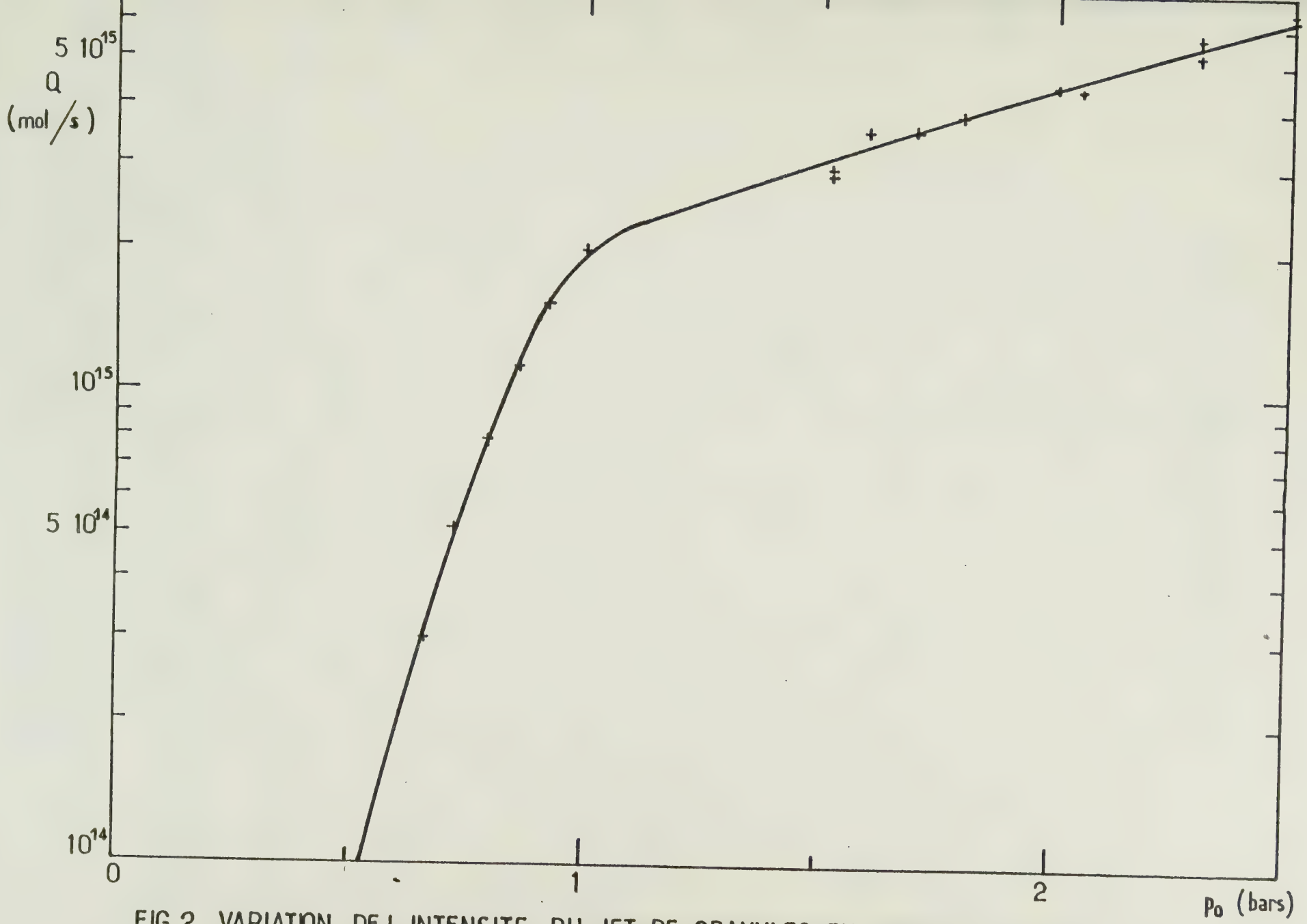


FIG.2_VARIATION DE L INTENSITE DU JET DE GRANULES EN FONCTION DE LA PRESSION D'ADMISSION P_o DU GAZ SUR LA BUSE

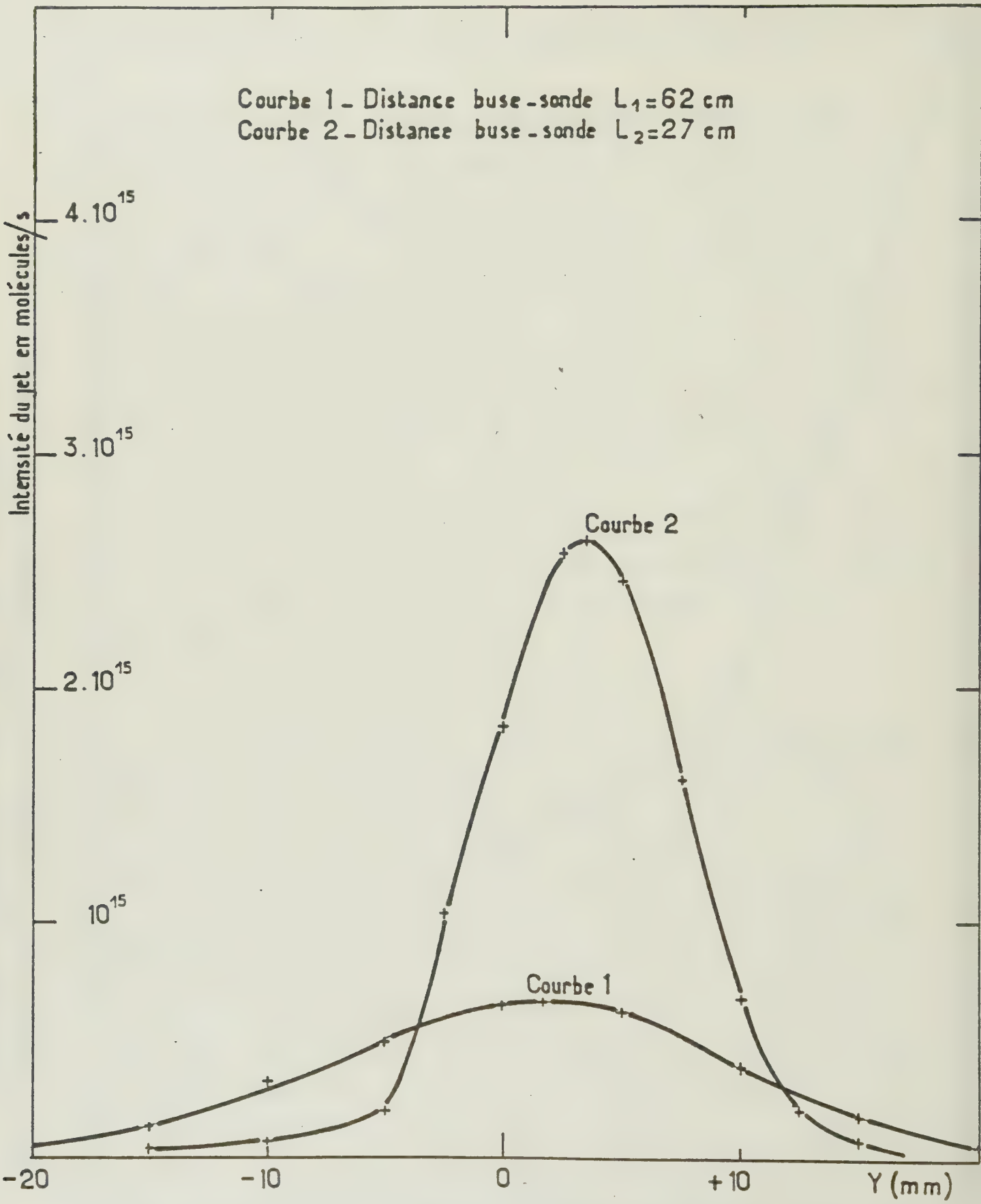


FIG. 3 - PROFILS DU JET CONDENSE NEUTRE D'AZOTE ENREGISTRES AVEC UNE SONDE DE PRANDTL A DEUX DISTANCES DIFFERENTES . DE LA BUSE

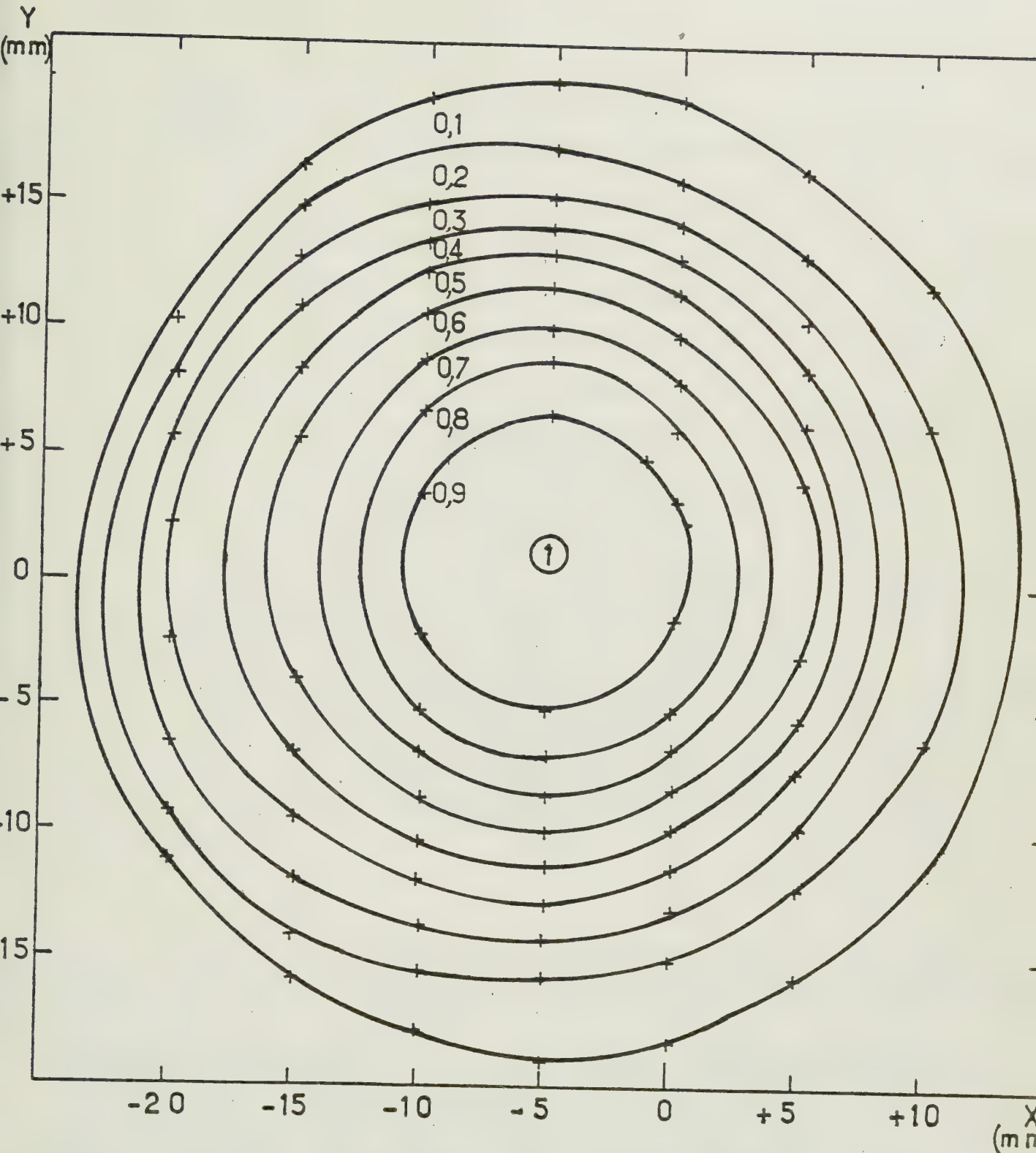


FIG. 4 – COURBES ISO-INTENSITE DU JET DE GRANULES D'AZOTE.
– TRACEES AVEC UNE SONDE DE PRANDTL PLACEE A LA DISTANCE $L_1 = 62$ cm DE LA BUSE
– PRESSION D'ADMISSION DU GAZ $P_0 = 1$ bar
– DEMI ANGLE D'OUVERTURE DU JET CALCULE A PARTIR DE CES COURBES = 1° 36'

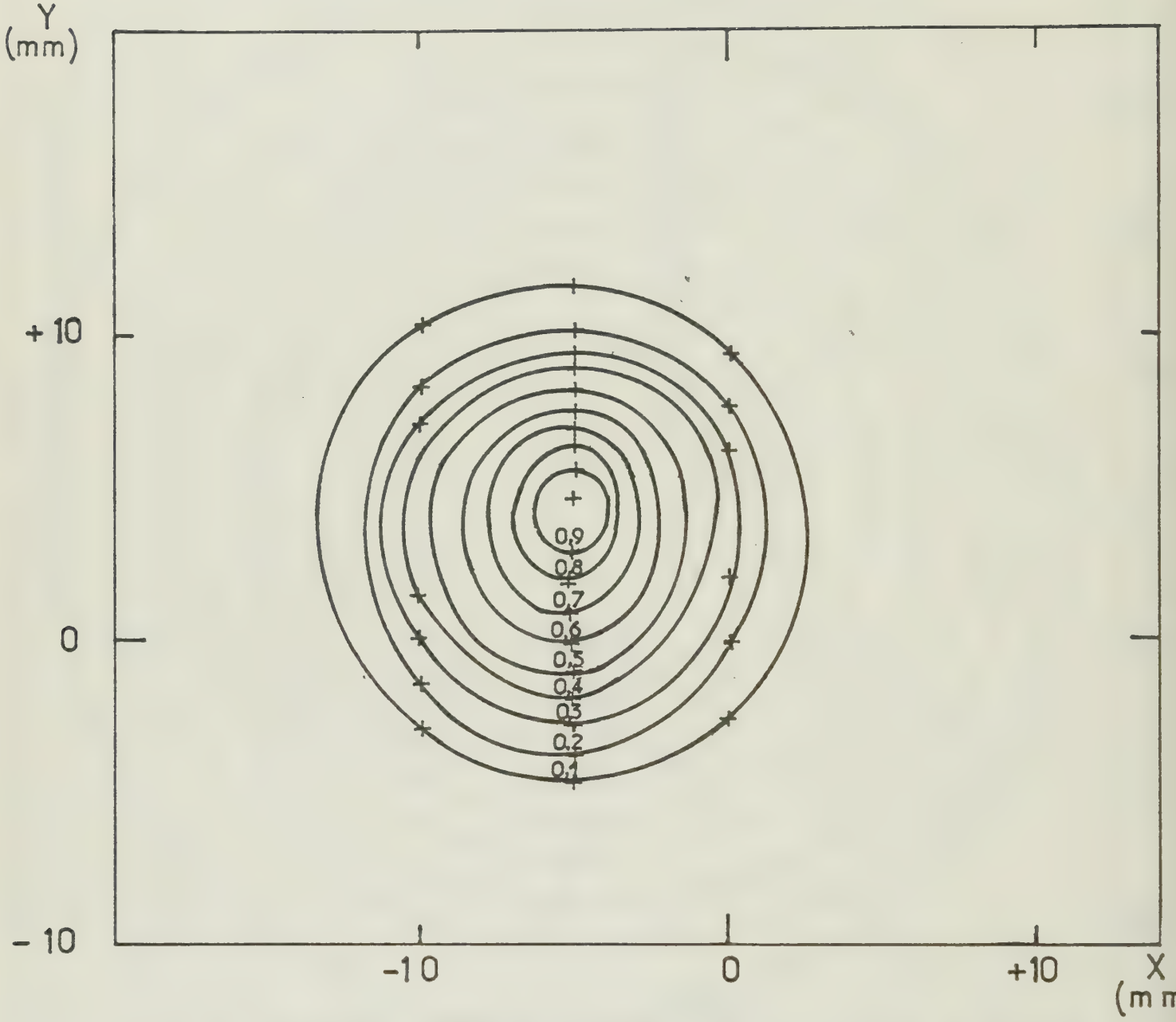


FIG. 5 _ COURBES ISOFLUX DU JET DE GRANULES D'AZOTE TRACEES AVEC LA SONDE DE PRANDTL PLACEE A $L_2 = 27$ cm DE LA BUSE POUR UNE PRESSION D'ADMISSION DU GAZ $p_0 = 1$ bar

– DEMI ANGLE D'OUVERTURE DU FAISCEAU CALCULÉ A PARTIR DE CES COURBES = 1°43'

sensiblement des cercles. La section du jet étant circulaire, si l'on suppose le jet conique avec pour sommet la buse, on peut calculer à partir de ces courbes iso-flux le demi-angle d'ouverture du faisceau de granules. Les valeurs calculées pour les deux cas de figures sont respectivement $\alpha_1 = 1°36'$ et $\alpha_2 = 1°43'$; elles sont sensiblement égales, ce qui confirme bien la constance de la divergence du faisceau le long du jet. Par la suite, le demi-angle d'ouverture du faisceau sera toujours pris égal à 1°40'.

Cette valeur expérimentale du demi-angle d'ouverture du jet de granules est supérieure au demi-angle d'ouverture du cône géométrique ayant pour sommet la buse et s'appuyant sur les lèvres du collimateur, lequel vaut 56'; elle est pratiquement égale au demi-angle d'ouverture du cône géométrique qui s'appuie sur les bords de la buse et les lèvres de l'écorceur et qui vaut 1°32'.

Le jet étant conique et l'intensité totale se conservant le long du jet, on doit s'attendre à ce que la densité le long de l'axe du jet varie inversement proportionnellement au carré de la distance sonde-buse. La courbe 6 montre les variations de la densité du jet mesurée avec la sonde de Prandtl en fonction de l'inverse du carré de la distance buse-sonde lorsqu'on déplace celle-ci parallèlement à l'axe du jet : C'est bien une droite.

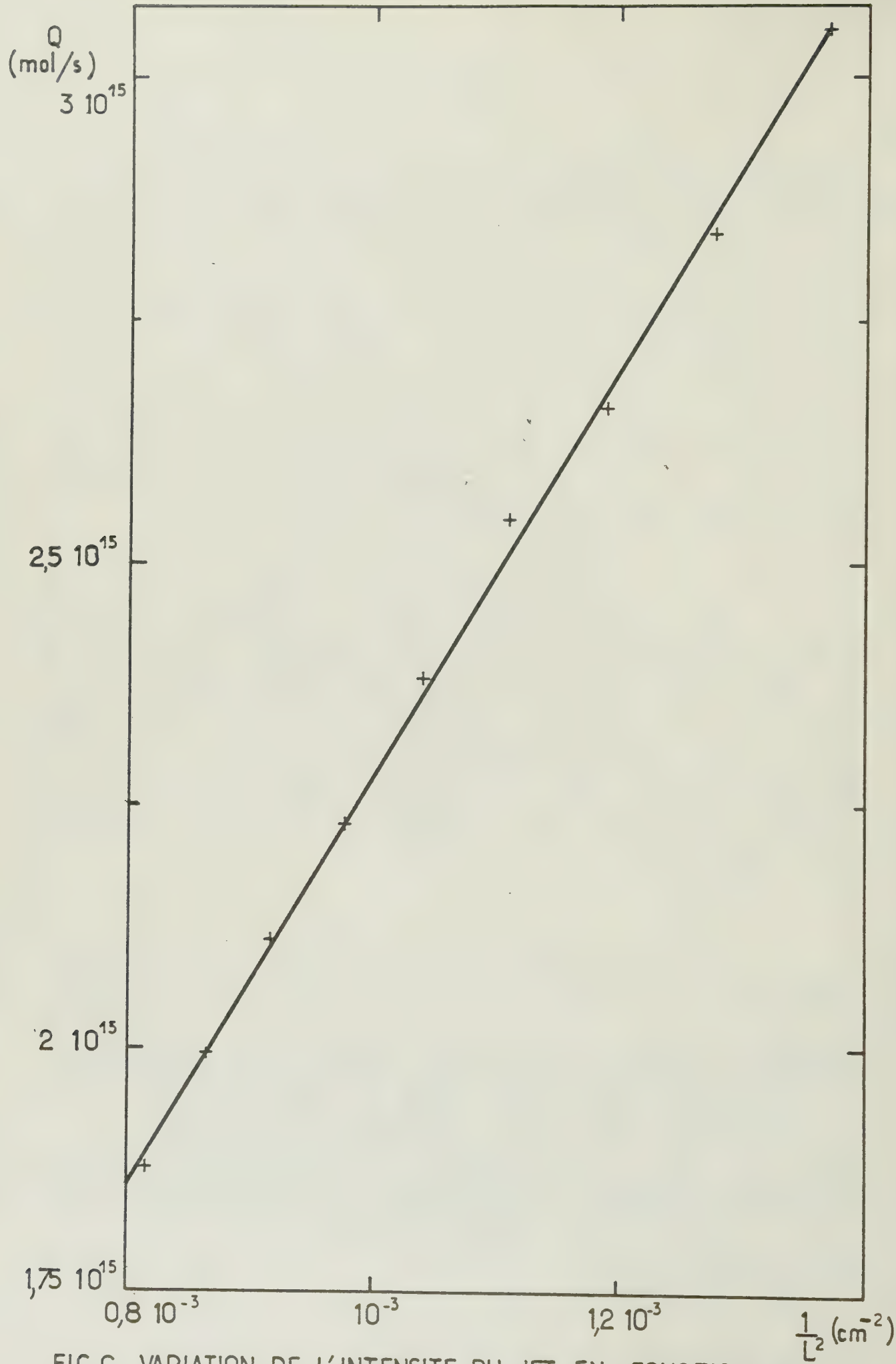


FIG.6_VARIATION DE L'INTENSITE DU JET EN FONCTION DE LA DISTANCE BUSE - SONDE L LORSQU'ON DEPLACE CELLE-CI PARALLELEMENT A L'AXE DU JET

2.1.3. Mesures d'atténuation des jets moléculaires condensés d'azote.

Grâce à un robinet à aiguille micrométrique, on peut introduire dans l'enceinte E_2 de l'air de façon contrôlée. On a pu ainsi étudier la destruction progressive du jet condensé par interaction avec ce gaz. La figure 7 rassemble l'ensemble des résultats obtenus et montre la variation de l'intensité relative $\frac{\Delta p}{\Delta p_o}$ du jet condensé mesurée avec la sonde de Prandtl en fonction du produit $p_E \times l$ de la pression p_E dans l'enceinte E_2 et de la distance l parcourue par le jet dans l'enceinte E_2 avant de pénétrer dans la sonde, pour différentes valeurs de la pression p_o en amont de la buse. Δp_o est l'intensité mesurée lorsque le robinet est fermé et que la pression dans l'enceinte est la pression résiduelle p_{E_o}, Δp est l'intensité du jet mesurée quand on a ouvert le robinet et que la pression correspondante dans l'enceinte est p_E. On constate que l'atténuation du jet suit une loi exponentielle en fonction du produit $p_E \times l$, cependant la pente des courbes $d(\text{Log} \frac{\Delta p}{\Delta p_o}) / d(p_E.l)$, c'est-à-dire la grandeur caractéristique de l'absorption, dépend de la pression d'admission p_o de l'azote sur la buse. On calcule à partir de ces courbes une section efficace empirique par molécule des granules définie par :

$$\text{Log} \frac{\Delta p}{\Delta p_o} = - \sigma p_E l \frac{\mathcal{N}}{R T} \qquad (28)$$

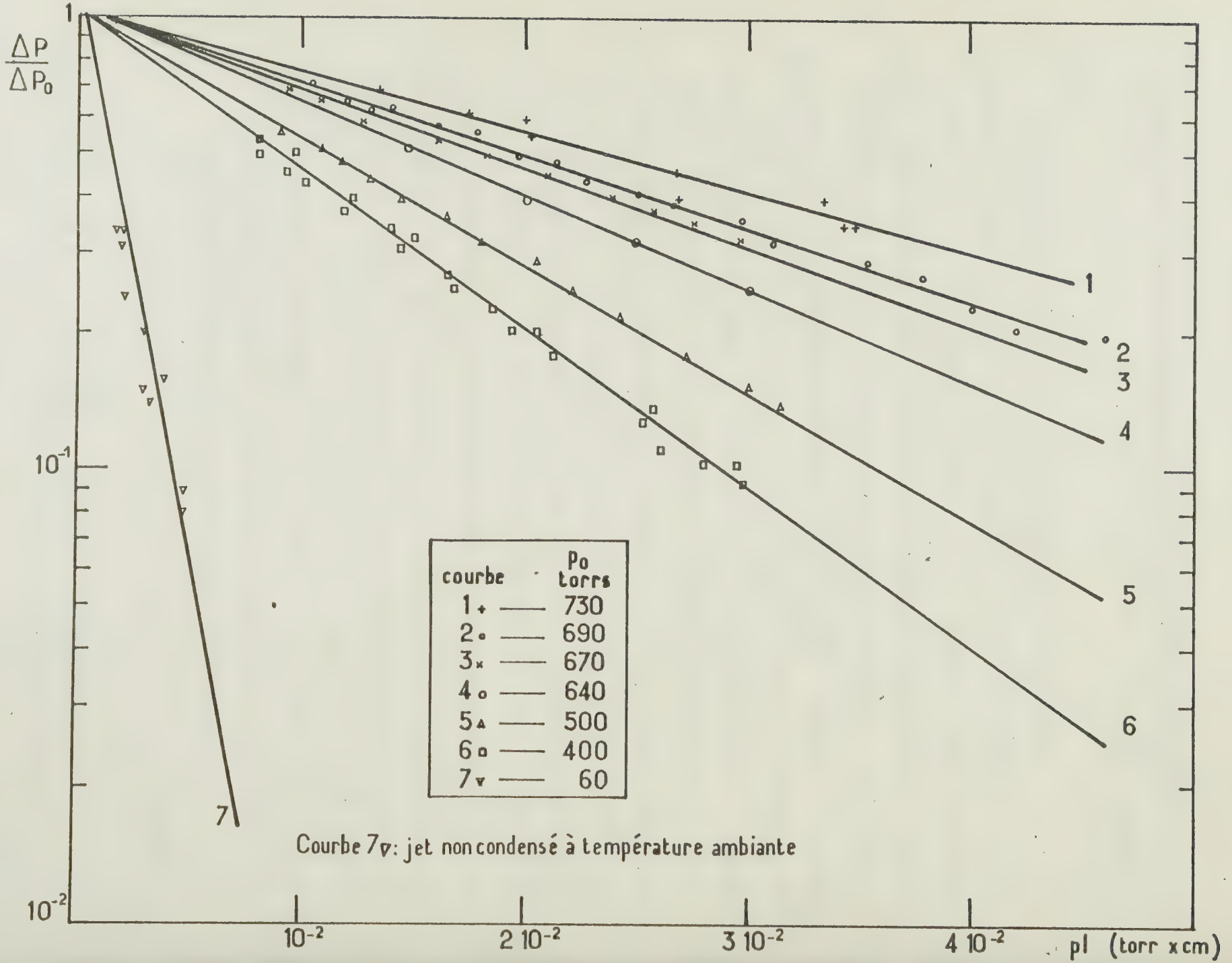


FIG.7 – ATTENUATION DU JET EN FONCTION DU PRODUIT PRESSION x DISTANCE PARCOURUE

$\mathcal{N}$ = nombre d'Avogadro = $6{,}02.10^{23}$ molécules/mole

R constante molaire des gaz parfaits = 8,32 Joules/°K/mole

T température absolue dans l'enceinte expérimentale E_2, pratiquement égale à la température ambiante.

Les valeurs ainsi mesurées pour σ sont reportées dans le tableau ci-après, dans lequel figure aussi la valeur de σ_1 mesurée pour un jet d'azote non condensé, la buse étant alors à la température ambiante (environ 293 °K).

Température de la buse	78 K	78 K	78 K	78 K	78 K	78 K	293 K
P_o en torrs	760	690	670	640	500	400	60
$\sigma.10^{15}$ en cm^2	0,94	1,14	1,24	1,47	2,02	2,51	20,0

Ces valeurs sont reportées sur la figure 8 qui donne les variations de σ en fonction de p_o.

Considérons d'abord le résultat trouvé pour un jet d'azote non condensé, la buse étant à température ambiante. Le gaz injecté dans l'enceinte E_2 est de l'air surtout constitué de molécules d'azote dont la vitesse vectorielle moyenne est nulle. Par conséquent, si q_1 est la vitesse du jet non condensé, la déflection minimale subie par une molécule d'azote de masse m_o de ce jet, lorsqu'elle interagit avec le gaz de l'enceinte E_2, est dans le système du centre de masse :

$$\chi_{1\,min} = \frac{h}{2\pi \frac{m_o}{2} q_1} \left(\frac{\pi}{\sigma_1}\right)^{1/2} \qquad (29)$$

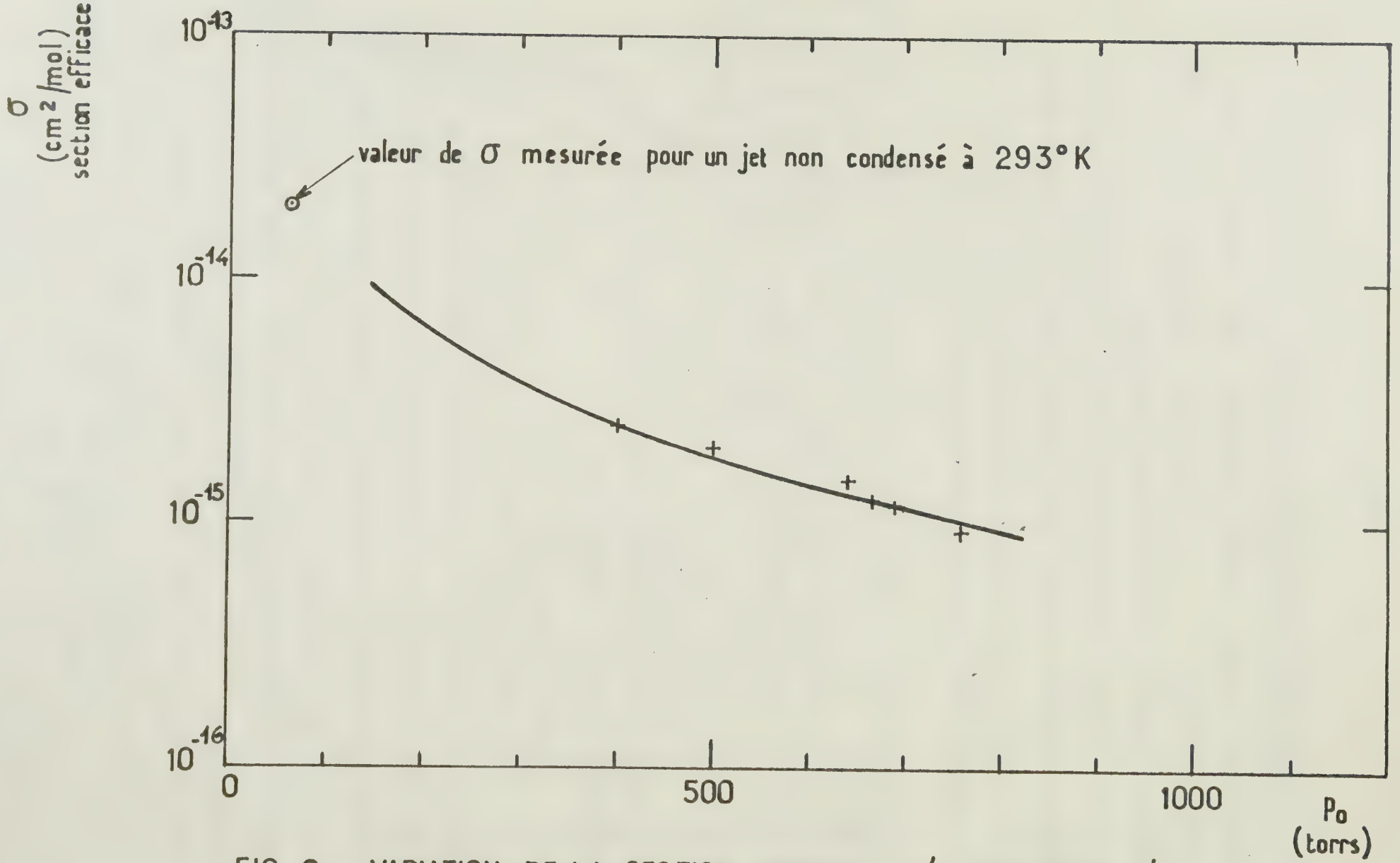


FIG. 8_ VARIATION DE LA SECTION EFFICACE D'ATTENUATION D'UN JET DE GRANULES D'AZOTE EN FONCTION DE LA PRESSION D'ADMISSION SUR LA BUSE A 78° K

c'est la formule (19) transposée à la molécule, où h est la constante de Planck qui vaut $6{,}626.10^{-34}$ J.s, σ_1 la section efficace totale de collision élastique pour la molécule. La vitesse des particules du jet non condensé est celle qu'elles acquièrent dans la détente isentropique, elle est donnée par la formule (A 17) de l'appendice 1 dans laquelle on pose $\alpha = 0$, soit :

$$q_1 = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\frac{RT_o}{\mathcal{N}m_o}\left[1-\left(\frac{p_1}{p_o}\right)^{\gamma-1/\gamma}\right]} \qquad (30)$$

T_o la température de la buse est ici égale à 293°K, γ le rapport des chaleurs spécifiques de l'azote vaut 1,4, p_o la pression d'admission de l'azote sur la buse est égale à 60 torrs, p_1 la pression à l'entrée de l'écorceur est comprise entre 10^{-1} et 10^{-2} torr, $\mathcal{N}m_o$ est la masse molaire de l'azote qui vaut 28.10^{-3} kg.

Si nous prenons pour σ_1, la valeur mesurée soit 2.10^{-14} cm^2, la valeur calculée pour q_1 à partir de la formule (30) étant 715 m/s, on trouve $\chi_{1min} = 8.10^{-3}$ radian. Les particules interagissant ayant même masse, la déflection dans le système du laboratoire est :

$$\chi_{o\ 1min} = \frac{\chi_{1min}}{2} = 4.10^{-3} \text{ radian}$$

Les mesures de σ_1 ont été faites la sonde étant placée à une distance comprise entre 62 et 70 cm de la buse, c'est-à-dire que le pouvoir de résolution angulaire était compris entre $3{,}6.10^{-3}$ et 4.10^{-3} radian, de ce fait un certain nombre de molécules d'azote qui subissent une déflection le long du jet

pourront être comptées comme si elles n'étaient pas déviées. On doit donc corriger la valeur σ_1 mesurée en tenant compte de l'angle moyen de résolution de la sonde le long du parcours du jet. Soit r_D le rayon du trou d'entrée de la sonde de Prandtl, L sa distance à la buse et x la distance d'un point quelconque de l'axe du jet à la buse, l'angle de résolution angulaire moyen est donné par :

$$\alpha = \mathrm{Lim}_{x \to 0} \frac{\int_x^L \mathrm{Arctg} \frac{r_D}{x}\, dx}{\int_x^L dx} = \mathrm{Arctg} \frac{r_D}{L} + \frac{r_D}{2L} \mathrm{Log}\left(1 + \frac{L^2}{r_D^2}\right) \quad (31)$$

$\frac{r_D}{L}$ étant petit, on peut écrire :

$$\alpha = \frac{r_D}{L}\left(1 - \mathrm{Log}\frac{r_D}{L}\right) \quad (32)$$

L'erreur $\Delta\sigma$ faite sur σ_1 est évaluée par la formule donnée par H. Pauly [39] :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_1} = 2.10^{-2}\left(\frac{\alpha}{\chi_{e\,1\,min}}\right)^2 \quad (33)$$

Pour les mesures faites, les valeurs calculées de α sont comprises entre $2{,}4.10^{-2}$ et $2{,}6.10^{-2}$ radian et on trouve $\Delta\sigma = 1{,}6.10^{-14}$ cm^2. Il conviendra donc de prendre plutôt comme valeur de la section efficace totale de diffusion des molécules d'azote :

$$\sigma_{1T} = 3{,}6.10^{-14} \text{ cm}^2 \quad (34)$$

Revenons maintenant aux valeurs mesurées pour σ

avec un jet condensé de granules d'azote. Nous constatons que σ varie avec p_o, ce qui confirme que la taille moyenne des granules dépend de la pression d'admission p_o. Mais, si l'on cherche à interpréter ces mesures d'atténuation du jet de granules sur un gaz neutre, on se heurte à des difficultés; en effet, un simple calcul d'ordre de grandeur nous montre qu'on devrait essentiellement observer de la diffusion multiple : Si N est de l'ordre de 10^3 à 2.10^4 molécules par granule, le rapport des masses du gaz diffuseur et des granules vaut de 10^{-3} à 5.10^{-5}, la déflection dans le système du laboratoire est alors sensiblement égale à la déflection dans le système du centre de masse qu'on calcule à partir des formules (19) et (20), et qui vaut alors de 2.10^{-3} à 9.10^{-4} radian, tandis que le pouvoir de résolution angulaire moyen de la sonde placée, dans les conditions de l'expérience, à une distance variant entre 27 et 70 cm, est compris entre $3{,}6.10^{-3}$ et 10^{-2} radian. Autrement dit, il semblerait que plusieurs collisions soient nécessaires pour qu'un granule ne soit pas détecté. L'atténuation du jet après plusieurs collisions s'exprime sous forme d'une somme de Poisson et n'est donc pas exponentielle [30]. Les courbes (7) que nous obtenons font plutôt penser à des courbes d'atténuation par diffusion simple.

Ceci ne pourrait s'expliquer que si ces courbes traduisent la contribution des molécules du gaz dont l'énergie est suffisante pour pouvoir dévier, d'au moins l'angle de résolution angulaire moyen α, par simple collision, un gra-

nule de masse N. Cherchons s'il est possible de trouver de telles molécules :

Soit $m_o\vec{q}$ la quantité de mouvement d'une molécule gazeuse de ce type ayant pour vitesse $\vec{q}$, $m_oN\vec{q}_N$ est la quantité de mouvement du granule contenant N molécules qui a pour vitesse $\vec{q}_N$. Supposons que la molécule gazeuse frappe le granule perpendiculairement à sa trajectoire et subisse une collision élastique, elle repart donc avec la vitesse $-\vec{q}$. Après le choc, le granule possède la quantité de mouvement $m_oN\vec{q}_N + 2m_o\vec{q}$ et l'angle dont est déviée sa trajectoire est $\varphi = \frac{2m_oq}{m_oNq_N} = \frac{2q}{Nq_N}$. Pour que cet angle soit supérieur à l'angle de résolution angulaire α de la sonde, les molécules gazeuses doivent avoir une vitesse q telle que :

$$q \geqslant \frac{N\, q_N}{2}\, \alpha = q_o \qquad (35)$$

Le nombre de molécules gazeuses dont la vitesse est supérieure à q_o est donné par la loi de distribution de Maxwell :

$$n = 4\pi n_o \int_{q_o}^{\infty} \left(\frac{m_o}{2\pi kT}\right)^{3/2} q^2 \exp - \frac{m_o q^2}{2kT}\, dq \qquad (36)$$

où n_o est le nombre total des molécules gazeuses dans l'enceinte à la température T (voisine de 300°K).

Le détail du calcul de $\frac{n}{n_o}$ en fonction de N, pour lequel on a pris $q_N = 3.10^2$ m/s, est donné dans l'appendice 2. Nous y voyons que l'hypothèse faite n'est valable que pour des granules de masse inférieure ou égale à quelques centaines de

molécules par granule. Nous avons, cependant, évalué une masse moyenne des granules en fonction de la pression d'admission p_o (voir figure 9) en supposant que les valeurs de σ figurant dans le tableau de la page 32, qui sont des sections efficaces par molécule des granules, sont proportionnelles à $N^{-1/3}$, ce qui revient à supposer que la section efficace d'un granule de N molécules

$$\sigma_N = N \sigma \qquad (37)$$

est proportionnelle à $N^{2/3}$. Nous verrons d'ailleurs, par la suite, que la valeur de 9600 molécules par granule trouvée comme taille moyenne pour p_o = 760 torrs, correspond à celle qu'on peut calculer à partir des spectres de granules tracés pour cette valeur de la pression d'admission.

Cette étude sommaire des jets condensés neutres d'azote nous donne cependant un renseignement intéressant concernant la taille moyenne des granules sur lesquels nous allons travailler. Du fait que les pressions d'admission de l'azote sur la buse seront par la suite supérieures ou égales à 1 bar, cette taille moyenne sera supérieure à 9.10^3 molécules par granule.

Nous allons maintenant décrire l'appareillage qui nous permettra de tracer les spectres de granules pour un jet donné et fournira ainsi une nouvelle méthode d'estimation de la masse moyenne des granules.

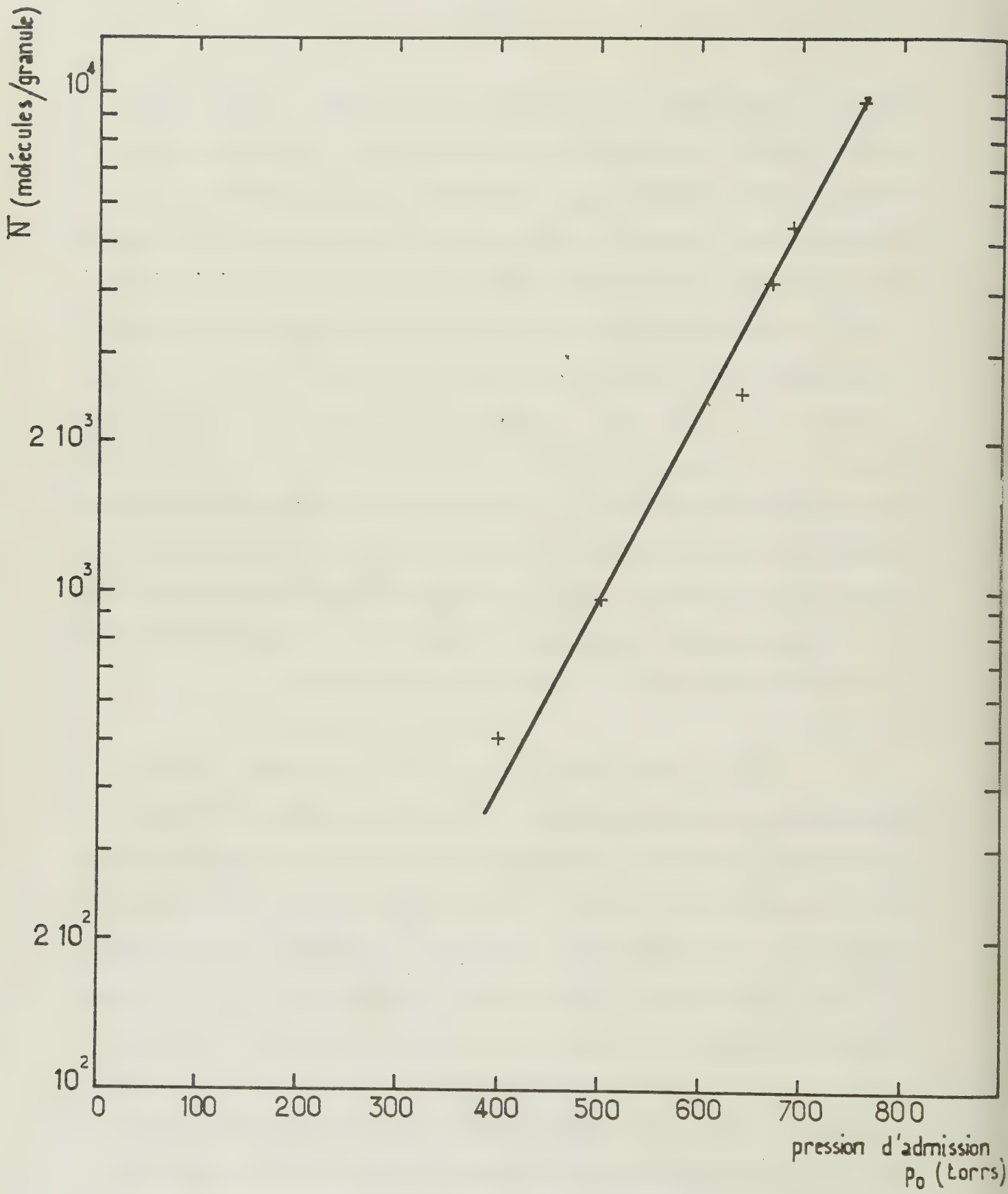


Fig. 9_VARIATION DU NOMBRE MOYEN DE MOLECULES PAR GRANULE EN FONCTION DE LA PRESSION P_0

2.2. Ionisation des jets condensés d'azote.

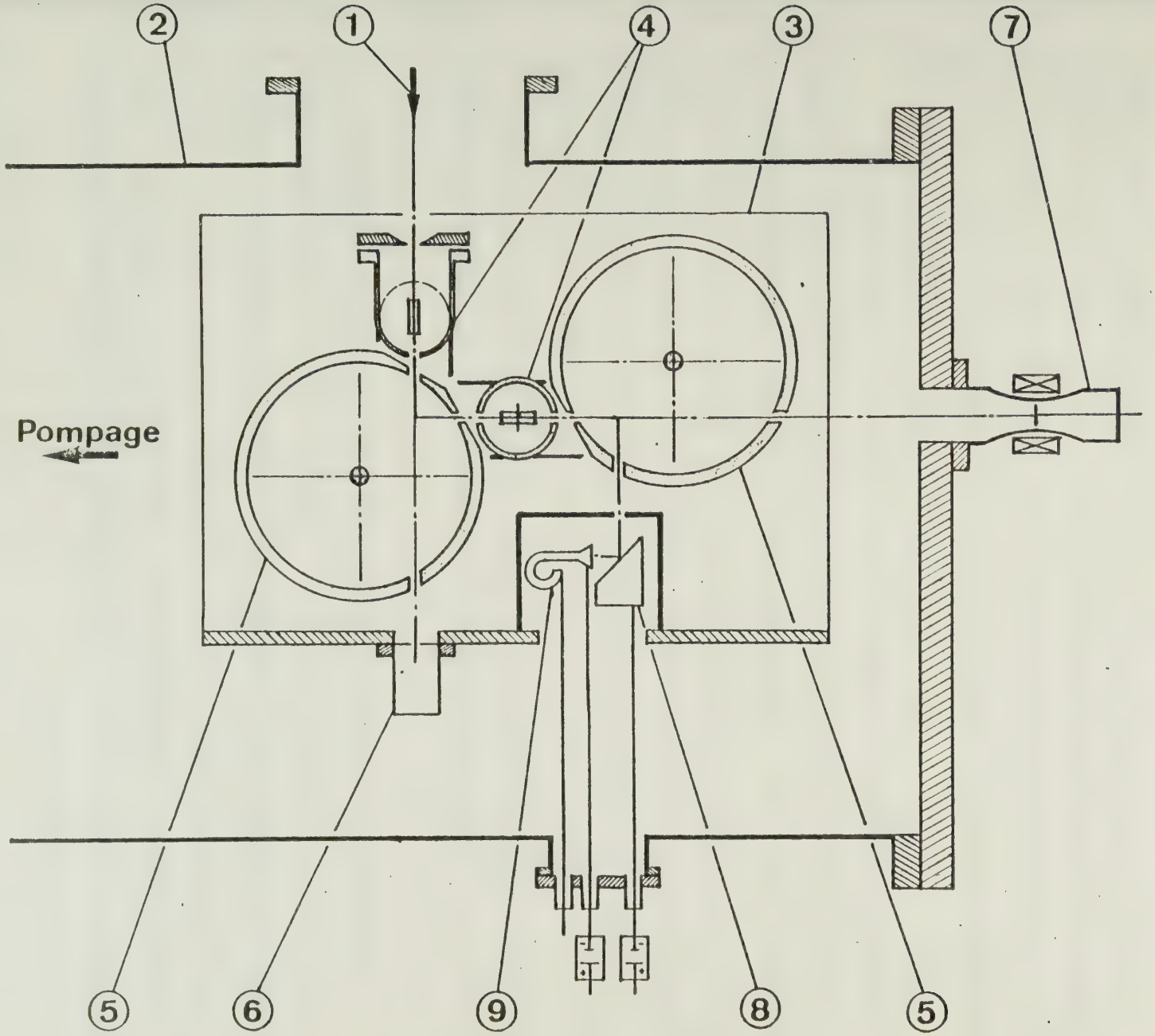
2.2.1. Schéma d'ensemble du dispositif expérimental d'étude des granions.

Dans l'introduction, nous avons montré que l'étude de la distribution en masse des granules des jets condensés d'azote, partie principale de notre travail, se ramène à celle de la distribution en masse des granions non accélérés obtenus par ionisation du jet neutre. Elle nécessite donc l'appareillage suivant : Un ioniseur (canon à électrons) pour charger les granules, un sélecteur de masse (déflecteur électrostatique) pour extraire les granions de masse donnée (ou plutôt de rapport $\frac{N}{Z} = \frac{\text{nombre de molécules}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$ donné) et un détecteur (appareil de mesure de courant ou compteur) pour mesurer la quantité des granions de masse donnée.

L'étude de la multi-ionisation des granules ou plus exactement de l'ionisation des granions de rapport spécifique $\frac{N}{Z}$ donné, se fait en introduisant à la sortie du sélecteur de masse précédent : un ioniseur puis un sélecteur de masse pour étudier le spectre des granions réionisés, et un détecteur.

L'ensemble de cet appareillage, dont la photographie et le schéma constituent les figures 10 et 11, est placé dans une enceinte que l'on substitue à l'enceinte E_2 utilisée dans le paragraphe 2.1., l'appareil de production des faisceaux

SOLBY



1. Jet de granules neutres
2. Enceinte a vide
3. Chassis
4. Canons a électrons
5. Déflecteurs électrostatiques
6. Sonde de Prandtl
7. Collecteur de granions
8. Prisme
9. Multiplicateur tubulaire

0 10cm
Echelle: 0,4

FIG. 11 _ SYSTEME D' IONISATION ET D' ANALYSE DE GRANIONS

condensés restant inchangé. Il peut être déplacé dans son ensemble suivant une translation horizontale permettant de placer sa fente d'entrée sur l'axe du jet de granules neutres sortant du collimateur. Il est constitué des éléments suivants :

- une fente d'entrée rectangulaire f_o, de 1 × 20 mm^2 placée à environ 15 cm de la buse qui diaphragme le jet de granules;
- deux canons à électrons E et E' pour l'ionisation des granules et des granions;
- deux déflecteurs électrostatiques cylindriques D et D' utilisés comme sélecteurs de masse;
- une sonde de Prandtl P qui sert au positionnement de la fente f_o (donc de l'ensemble) par rapport à l'axe du jet neutre, et à la mesure de l'intensité de celui-ci. Cette sonde est constituée d'une fente de 2 × 20 mm^2 placée à 35 cm de la buse sur l'axe du jet neutre et d'une jauge à ionisation. Sa conductance est de 4,64 l/s;
- un collecteur d'ions I placé à environ 16 cm de la fente de sortie du déflecteur D', qui sert à la mesure du courant des granions sortant du déflecteur D : c'est une plaquette métallique rectangulaire de 3 × 20 mm^2 qui est liée électriquement à un électromètre donnant directement la mesure de l'intensité du courant ionique recueilli. Elle est placée dans un champ magnétique de 10^3 gauss créé par deux aimants, destiné à empêcher l'arrivée des électrons secondaires formés sur le parcours des ions sur le collecteur I;
- un système de détection AM permettant le comptage des ions sortant du déflecteur D'. Ce système utilise un multiplicateur d'électrons tubulaire.

L'alignement des fentes d'entrée et de sortie de ces divers éléments a été vérifié en utilisant un laser à gaz.

Pour atténuer le signal parasite produit par les électrons primaires qui pourraient s'échapper des enceintes des canons à électrons, on a placé un certain nombre de blindages sur le parcours du jet : - capots métalliques à la sortie des enceintes des canons à électrons et derrière les filaments,

- blindage électrostatique formé par un grillage métallique à mailles fines entre la sortie du déflecteur D' et le collecteur I,

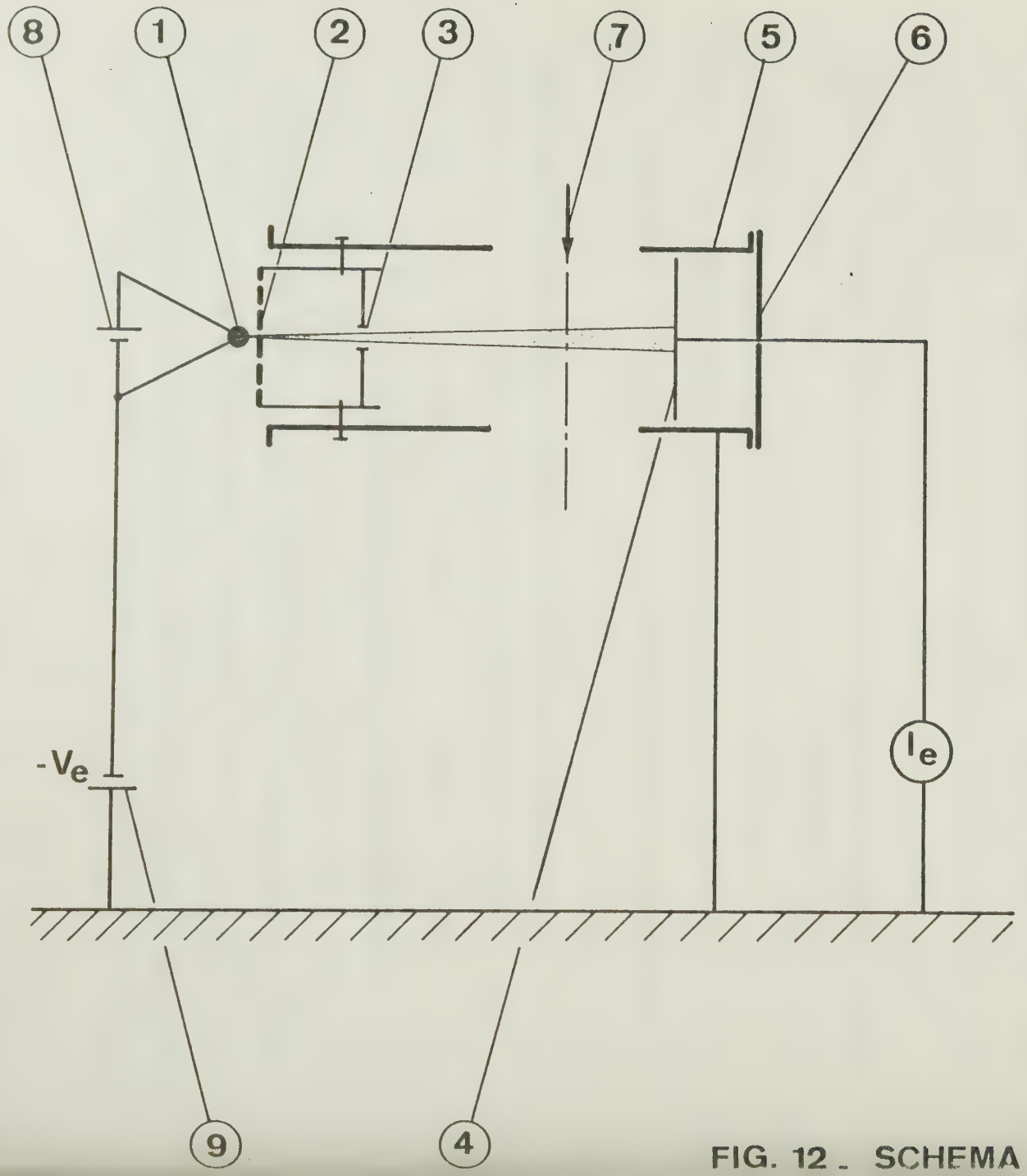
- boîte métallique B mise à la masse, contenant le système de détection AM, percée d'un trou de 2,5 mm de diamètre,

- tube cylindrique métallique de diamètre intérieur 4 mm placé entre la sortie du déflecteur D' et la boîte B, faisant contact électrique avec celle-ci.

Nous allons maintenant donner une description détaillée des éléments importants de ce dispositif.

2.2.2. Description des canons à électrons.

Ces canons ayant été de nombreuses fois modifiés au cours des expériences, nous n'en donnons ici qu'un schéma de principe (voir figure 12). Les modifications survenues seront signalées en bonne place au cours de l'exposé. Chacun des deux



1 . Filament émissif F
2 . Grille d'extraction G
3 . Fente d'entrée f
4 . Collecteur k
5 . Blindage E
6 . Plaque de fermeture K
7 . Axe du jet de granules
8 . Chauffage du filament
9 . Potentiel d'accélération des électrons

0 5 cm
Echelle : 1

FIG. 12 . SCHEMA D'UN CANON A ELECTRONS

canons (identiques) produit un faisceau d'électrons de quelques centaines d'électrons-volts destiné à ioniser des granules ou des granions.

Chaque canon à électrons est constitué d'un filament rectiligne formé d'un fil de tungstène F chauffé en alternatif ou en continu par une puissance d'une vingtaine de watts et porté à un potentiel négatif variable. Les électrons émis sont accélérés entre ce filament et une grille métallique G et acquièrent des énergies de quelques centaines d'électrons-volts.

Derrière la grille G les électrons pénètrent dans l'enceinte cylindrique métallique E liée électriquement à G, à l'intérieur de laquelle ils croisent orthogonalement le jet de granules ou de granions. L'autre extrémité de l'enceinte E est fermée par une plaque métallique K isolée de E mais fixée à elle par l'intermédiaire de stéatites. Le courant électronique est recueilli sur une plaque métallique circulaire k, située en avant de K, reliée à un milliampèremètre ou un microampèremètre qui donne la mesure de l'intensité I_e de ce courant.

Les filaments utilisés ici ont 0,2 ou 0,3 mm de diamètre, 20 mm de long, la distance séparant le filament de la grille est 3 mm. La grille G est constituée de deux réseaux orthogonaux de fils de 0,2 mm de diamètre, espacés de 1,5 mm assurant une transparence égale à 0,87. Derrière cette grille,

à 20 mm, est placée une fente parallèle au filament de 4×16 mm^2. Le collecteur d'électrons k, plaque circulaire de 25 mm de diamètre, est situé à 67 mm du filament.

L'enceinte cylindrique E de 82 mm de long et de 30 mm de diamètre intérieur est percée de deux fentes rectangulaires de 6×25 mm^2 pour l'entrée et la sortie du jet de granules.

2.2.3. Description et étalonnage des déflecteurs électrostatiques.

Les faisceaux condensés d'azote étudiés sont constitués de granules de masses différentes contenant jusqu'à quelques 10^4 molécules; c'est-à-dire que, pour un jet qu'on suppose en première approximation monocinétique, l'énergie cinétique des granules varie entre 13.10^{-3} eV et 650 eV (nous verrons, en effet, que la vitesse des granules est voisine de 300 m/s). Pour effectuer le travail que nous nous sommes fixé, nous avons cherché à réaliser des déflecteurs ayant un bon pouvoir séparateur et pouvant être utilisables en spectromètres de masse sur le domaine d'énergie mentionné. Nous désirons, de plus, que ces déflecteurs ne soient pas trop encombrants et que leurs ouvertures pour l'entrée et la sortie des particules du jet soient suffisamment fines afin d'éviter les perturbations du champ intérieur. Ces conditions nous ont conduits à éliminer le déflecteur électrostatique de type classique constitué de deux portions de cylindres coaxiaux (figure 13) dont la différence de potentiel est liée à l'énergie E_o de

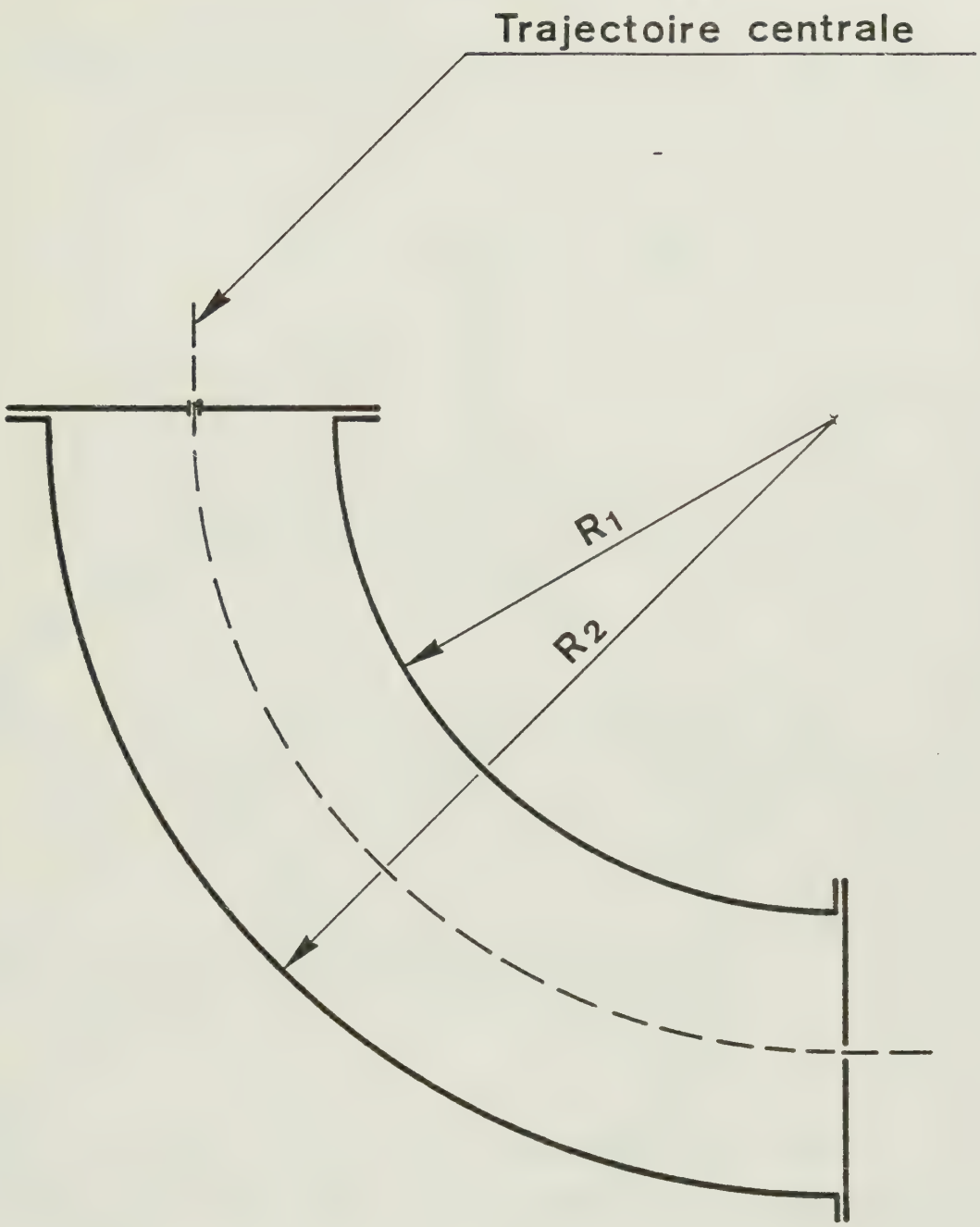


FIG. 13 - SCHEMA D'UN DEFLECTEUR ELECTROSTATIQUE CLASSIQUE

la particule qui sort de ce déflecteur suivant une trajectoire correcte par :

$$\frac{\Delta V}{E_o} = 2 \text{ Log } \frac{R_2}{R_1} \qquad (38)$$

Nous voyons que pour une ouverture de l'ordre de 1 cm = $R_2 - R_1$ et une valeur R_2 = 10 cm, ΔV est inférieure à E_o et par conséquent ce type de déflecteur ne permet pas d'étudier les particules d'énergie inférieure à quelques eV, donc ne nous convient pas.

Pour cette raison, nous avons été amenés à construire un déflecteur électrostatique un peu différent que nous allons maintenant décrire.

2.2.3.1. Description des déflecteurs électrostatiques utilisés.

Les déflecteurs utilisés D et D' dont le schéma est donné en figure 14 sont identiques. Leur description a fait l'objet de la publication [40]. Chacun est, en fait, un condensateur cylindrique formé de deux électrodes cylindriques coaxiales : L'électrode intérieure portée à un potentiel positif variable + V_d est un cylindre plein de rayon R_1, l'électrode extérieure est un tube cylindrique à paroi mince de rayon $R_2 \gg R_1$ dans lequel sont percées, parallèlement aux génératrices, deux fentes pour l'entrée et la sortie du faisceau d'ions.

(Abscisse réduite) $Y = \frac{a}{R_2}$

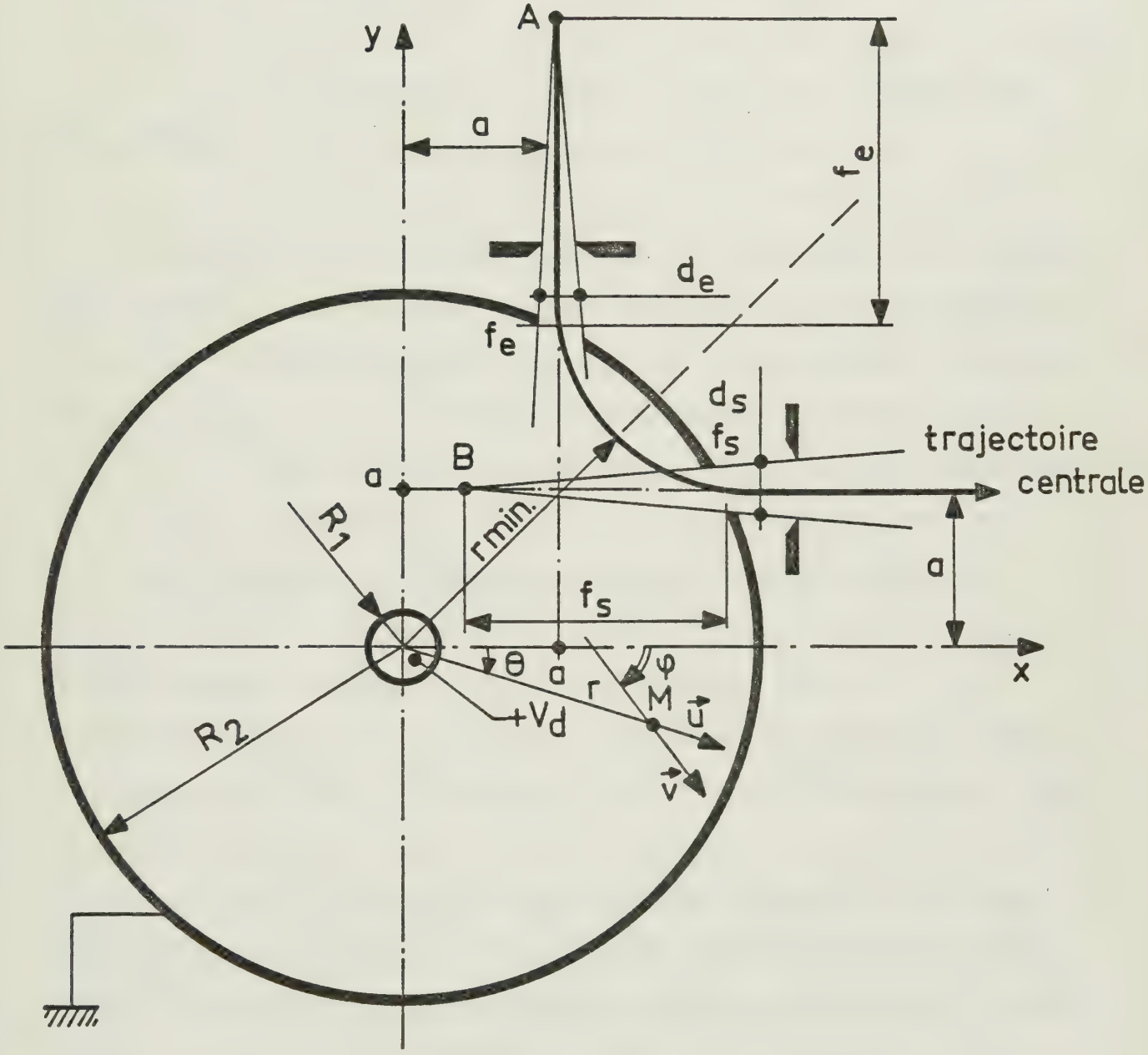


FIG. 14 _ SCHEMA DE L'ANALYSEUR ELECTROSTATIQUE POUR TRES FAIBLES ENERGIES

Cette armature extérieure est à la masse. Le champ créé par la différence de potentiel existant entre les deux électrodes défléchit la trajectoire des ions qui y pénètrent d'un angle qui dépend de leur énergie et de leur direction initiales.

La géométrie fermée et symétrique de ce type de déflecteur permet des rapports $\frac{R_2}{R_1}$ beaucoup plus élevés que dans un déflecteur classique sans pour autant perturber la configuration du champ électrique dans la zone de passage des ions (à condition que la longueur parallèlement à l'axe du condensateur soit beaucoup plus grande que la longueur des fentes d'entrée et de sortie du faisceau d'ions).

2.2.3.2. Principe des déflecteurs électrostatiques.

On peut calculer la trajectoire et la déviation d'une particule de charge q et d'énergie E_o pénétrant dans le champ du déflecteur (voir Appendice 3). Les équations (A42) et (A43) qui donnent la déviation, montrent que des particules pénétrant par la fente d'entrée f_e dans le champ avec des vitesses égales auront des trajectoires confondues si le paramètre K suivant a même valeur pour toutes :

$$K = \frac{q\,V_d}{E_o \operatorname{Log} \frac{R_1}{R_2}} = \frac{\eta}{\operatorname{Log} \frac{R_1}{R_2}} \qquad (39)$$

Autrement dit, la position relative des fentes d'entrée et de sortie du déflecteur sélectionne les trajectoires défléchies

d'un angle $\Delta\varphi$ déterminé correspondant à des ions de même rapport $\frac{E_o}{Z} = \frac{\text{énergie cinétique}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$ pour une tension V_d donnée d'autant plus élevée que le rayon R_1 est plus petit.

2.2.3.3. Calcul des caractéristiques géométriques des déflecteurs.

Pour la réalisation de déflecteurs électrostatiques du type décrit ci-dessus, nous avons décidé de sélectionner les trajectoires défléchies de 90°. Les équations du mouvement et de la trajectoire n'étant pas intégrables analytiquement, nous avons eu recours au calcul numérique pour déterminer les valeurs des paramètres γ, η et K en fonction de cette exigence et du désir d'analyser des ions d'énergie comprises entre 10^{-2} et 650 eV. Ce calcul a été fait par ordinateur en fixant le rapport $\frac{R_1}{R_2}$ à 10^{-2} pour un rayon R_2 = 10 cm et en donnant au potentiel V_d la valeur +1000 V, on faisait varier l'énergie des ions à l'entrée, la valeur de γ et celle de φ_e.

La figure 15 résume les relations entre $\gamma = \frac{a}{R_2}$ qui détermine la position de la fente d'entrée, et les paramètres η et K pour une déflection de 90°. Les courbes $\eta_{90°}(\gamma)$ se déduisent pour différentes valeurs du rapport $\frac{R_1}{R_2}$ de la courbe $K_{90°}(\gamma)$ du fait de la relation (39).

A une différence relative $\frac{\Delta E}{E_o}$ entre les énergies des particules à l'entrée du déflecteur correspond une distance

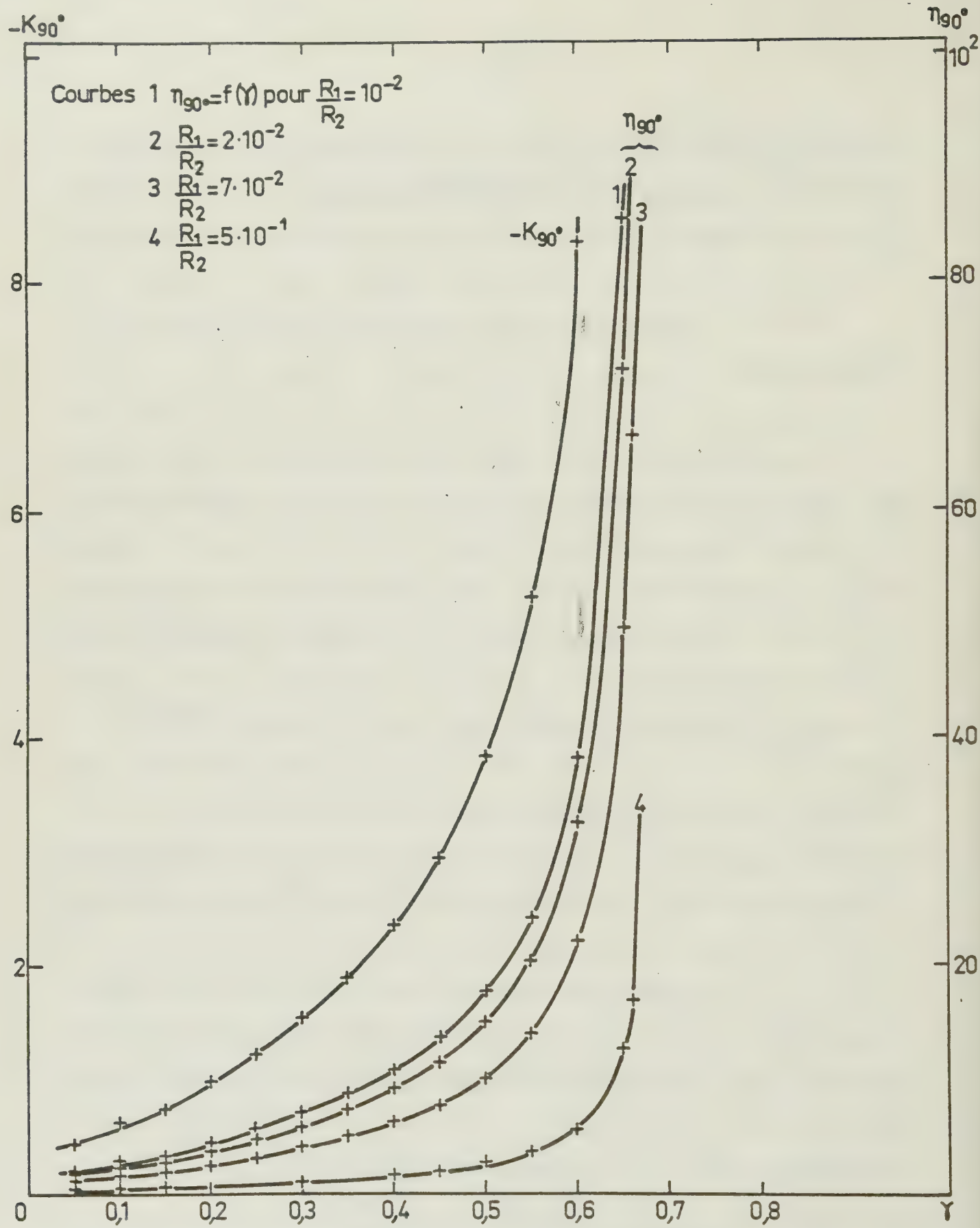


FIG.15 - VARIATION DE $-K=\frac{\eta}{\log\frac{R_1}{R_2}}$ ET DE η POUR DIFFERENTES VALEURS DE $\frac{R_1}{R_2}$ EN FONCTION DE γ POUR UNE DEFLECTION DE 90°

$\delta_s = \frac{ds}{R_2}$ entre les trajectoires à la sortie. On définit par :

$$s = \frac{\frac{\Delta E}{E_o}}{\delta_s} \qquad (40)$$

le pouvoir séparateur du déflecteur. Ses variations sont données en fonction de γ sur la figure 16.

Enfin, l'étude des trajectoires issues d'un point A, situé à la distance réduite $F_e = \frac{f_e}{R_2}$ de la fente d'entrée f_e de largeur finie $\delta_e = \frac{d_e}{R_2}$, montre qu'en première approximation le faisceau en sortie délimite une fente de largeur $\delta_s > \delta_e$ (le rapport $\frac{\delta_s}{\delta_e}$ est donné en fonction de γ sur la figure 17) et apparaît comme issu du point B situé à une distance $F_s < F_e$ de la fente de sortie (voir figure 14); le système est donc divergent. Des résultats du calcul numérique, on peut déduire une relation de la forme :

$$F_s = \frac{a(\gamma)\, F_e + b(\gamma)}{c(\gamma)\, F_e + d(\gamma)} \qquad (41)$$

les coefficients a, b, c, d sont donnés en fonction de γ sur la figure 18 et permettent le calcul des caractéristiques du faisceau à la sortie du déflecteur en fonction des paramètres d'entrée.

Les courbes des figures 16 à 18 ont été calculées pour un déflecteur de longueur finie $L = 1{,}5\ R_2$, leur validité implique des fentes suffisamment minces pour que les pertur-

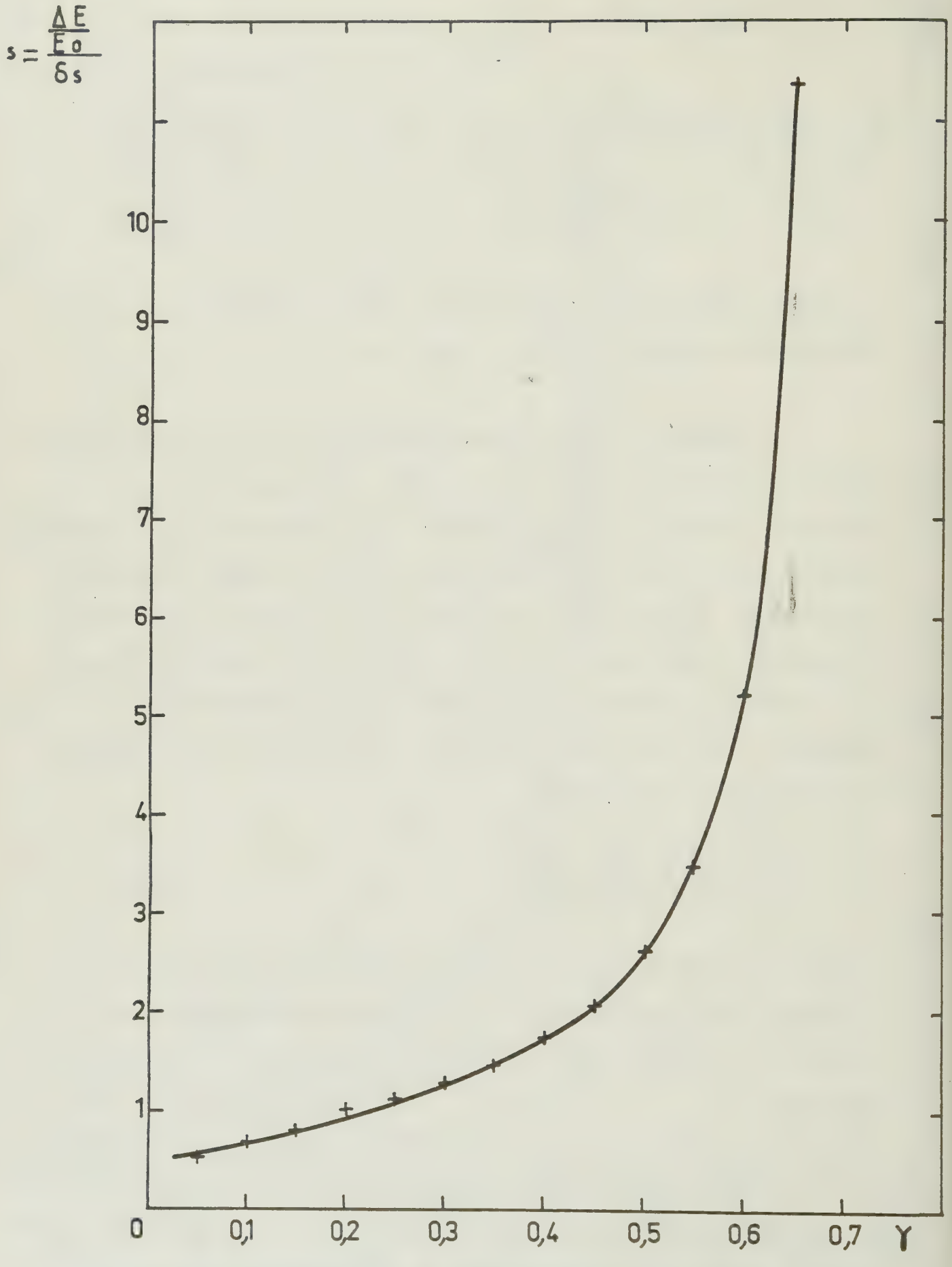


FIG. 16_ VARIATION DU POUVOIR SEPARATEUR D'UN DEFLECTEUR EN FONCTION DE L'ABSCISSE REDUITE Y

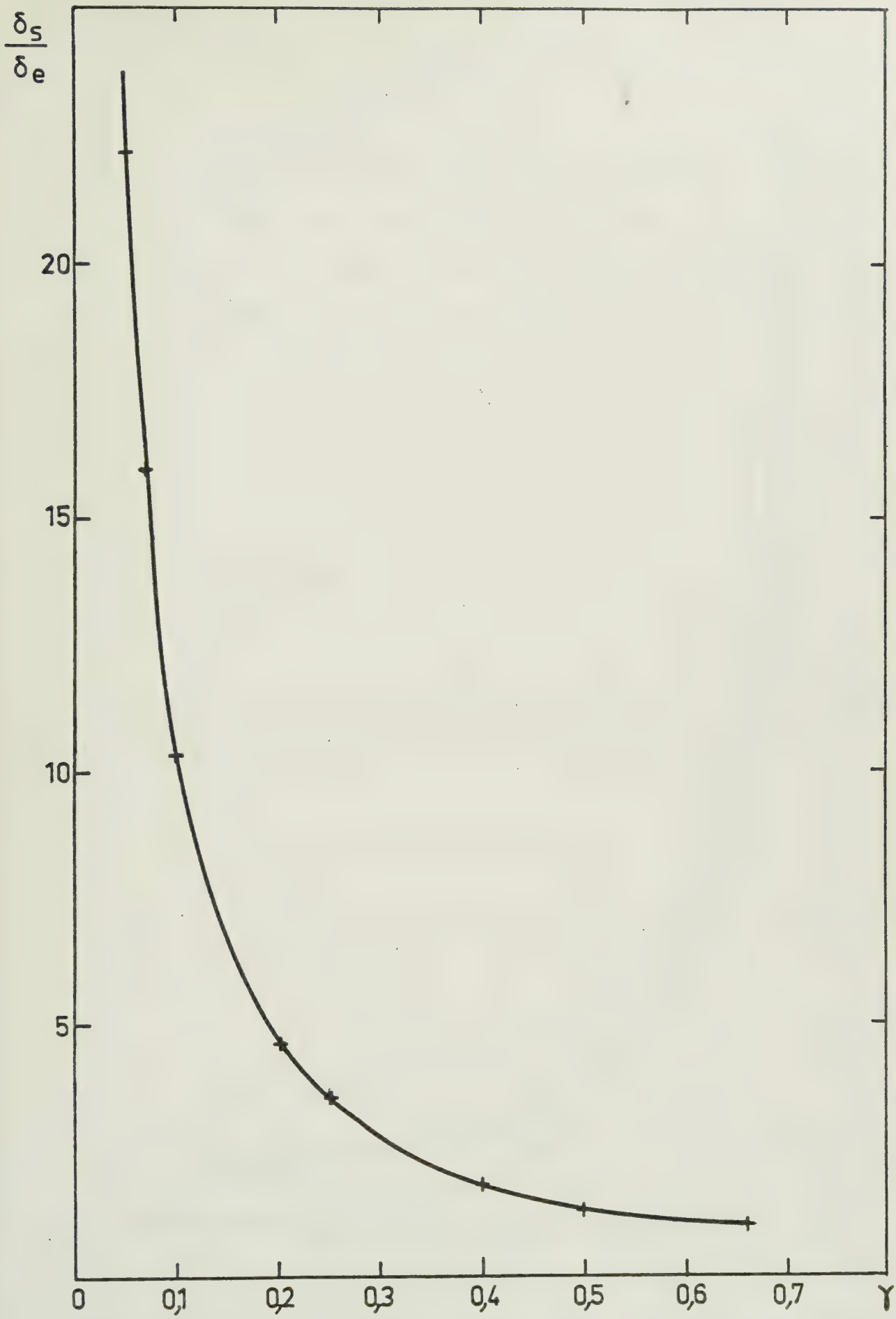


FIG. 17_VARIATION DU RAPPORT DES LARGEURS DE FENTES DE SORTIE ET D'ENTREE DU DEFLECTEUR EN FONCTION DE L'ABSCISSE REDUITE Y

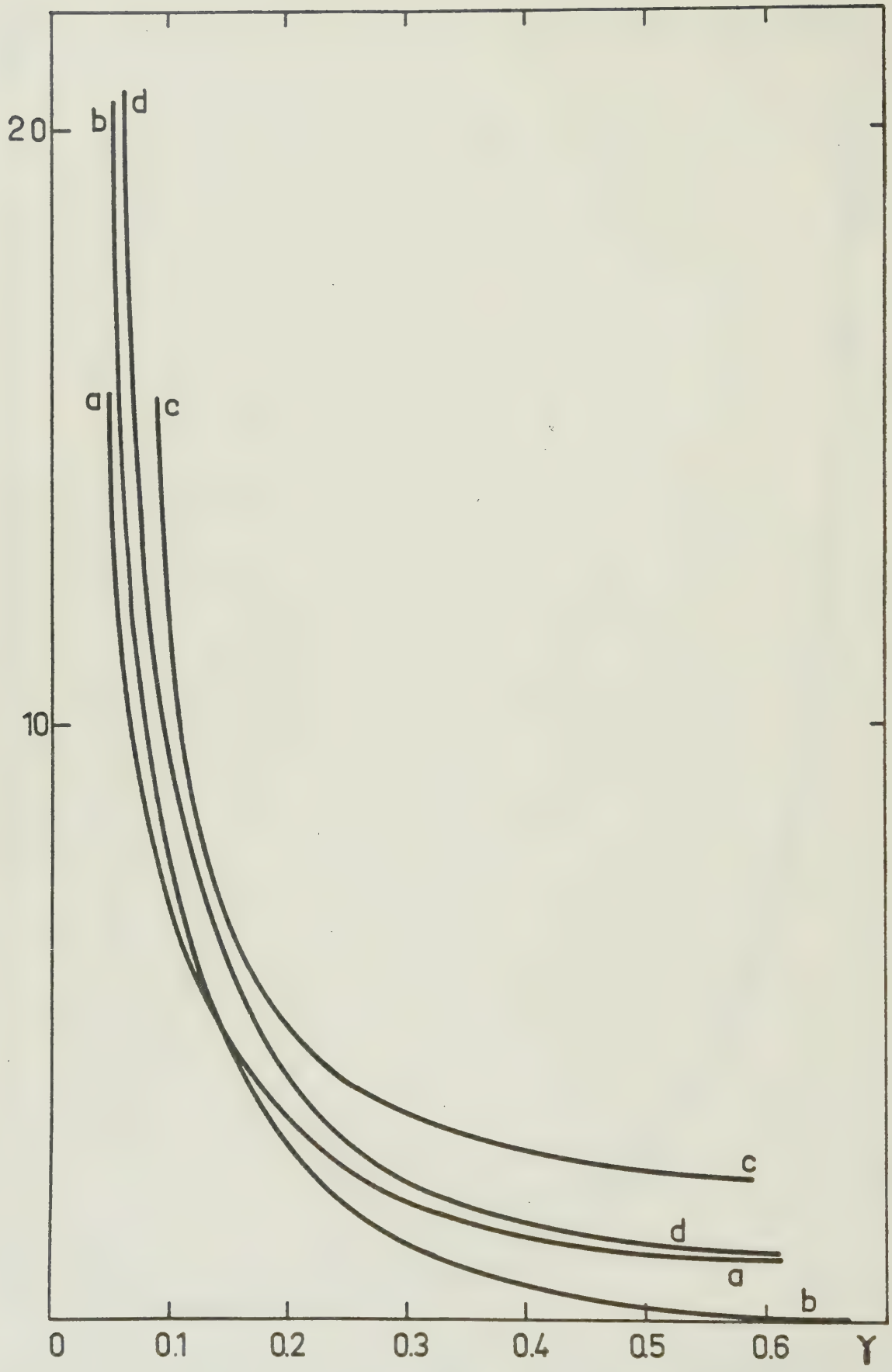


FIG. 18_ VARIATION DES COEFFICIENTS FIGURANT DANS LA FORMULE (41) EN FONCTION DE L'ABSCISSE REDUITE Y

bations du champ soient négligeables à l'intérieur comme à l'extérieur. Dans ces conditions, elles nous ont permis de dimensionner pratiquement les deux déflecteurs électrostatiques D et D' utilisés dans nos recherches et qui ont les caractéristiques suivantes :

$$R_1 = 3,5 \text{ mm}$$

$$R_2 = 50 \text{ mm}$$

$$\gamma = 0,5$$

$$\delta_e = 0,020 \qquad (d_e = 1 \text{ mm})$$

Ces valeurs des paramètres principaux données, nous avons été conduits à donner à la fente de sortie la largeur

$$\delta_s = 0,028 \qquad (d_s = 1,4 \text{ mm}) \quad \text{(figure 17)}$$

et en reprenant l'intégration des trajectoires point par point (figure 19) nous avons obtenu pour le paramètre η la valeur

$$\eta_{90° \text{ théorique}} = 8,159 \qquad (42)$$

la figure 16 nous permettant d'évaluer le pouvoir séparateur du déflecteur soit :

$$s_{\text{théorique}} = 2,65 \qquad (43)$$

Ces déflecteurs doivent nous permettre l'analyse d'ions de 1 eV avec une tension appliquée environ dix fois plus grande, avec une résolution énergétique théorique $\frac{\Delta E}{E_o} = 7,5 \%$, l'erreur absolue faite sur l'énergie de ces ions à la sortie est donc $\Delta E = 0,075$ eV.

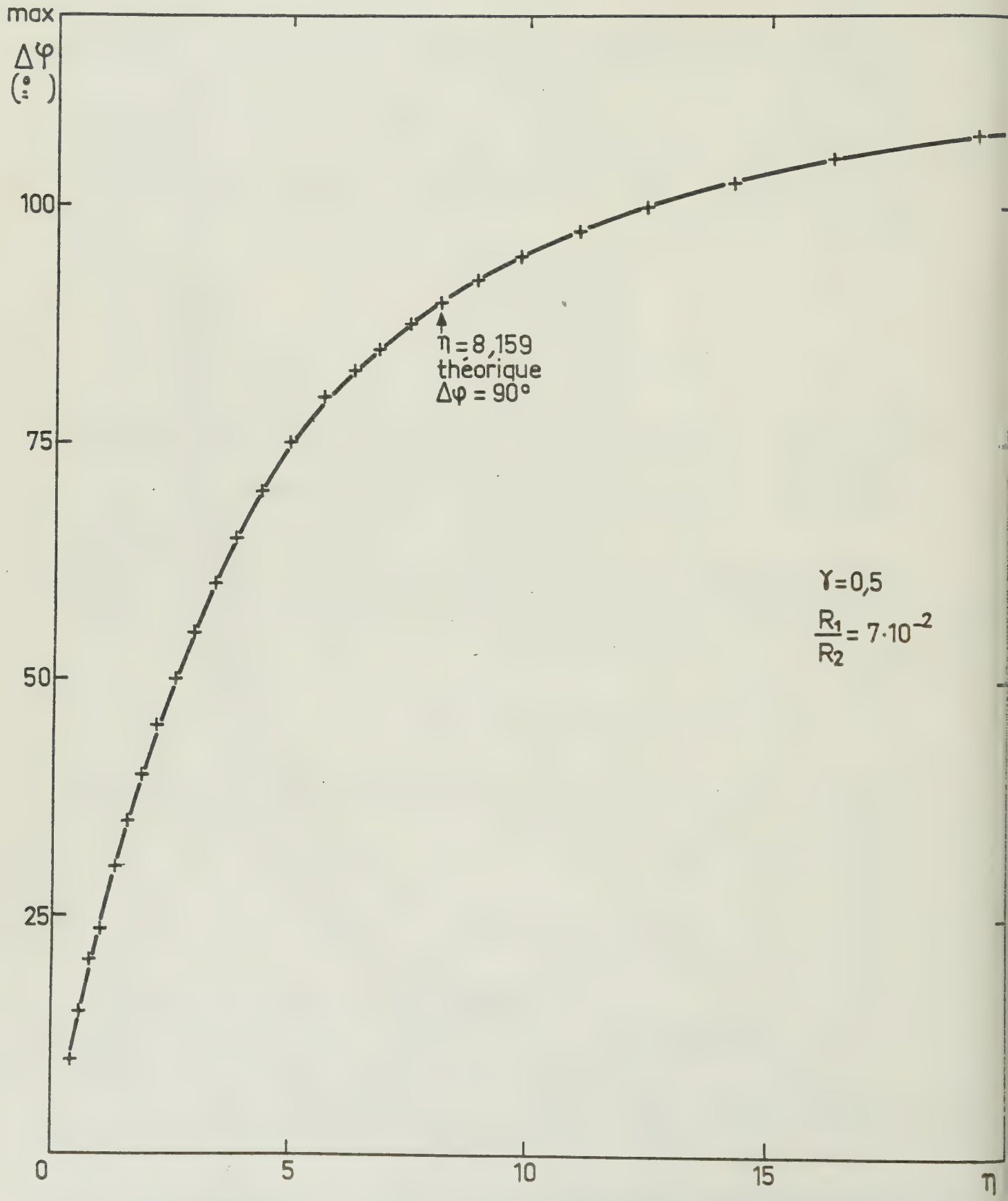


FIG. 19_ VARIATION DE L'ANGLE DE DEFLECTION DES PARTICULES EN FONCTION DE η

En plus des fentes de sortie f_s pour la déflection à 90°, chacun des déflecteurs porte une fente de sortie supplémentaire f_n sur l'axe de la fente d'entrée f_e qui permet la sortie des particules non ionisées (pour le déflecteur D) ou des ions qui ressortent de D' sans déflection dans celui-ci lorsque la tension appliquée est nulle. La largeur de cette fente f_n est prise arbitrairement égale à celle de f_s soit :

$$\delta_n = 0{,}028 \qquad (d_n = 1{,}4 \text{ mm})$$

2.2.3.4. Etalonnage des déflecteurs.

Les valeurs données ci-dessus pour les paramètres η, s, sont des valeurs calculées à partir de la formule théorique donnant les trajectoires des ions à l'intérieur du déflecteur. En fait, lors de l'utilisation des déflecteurs réels D et D' nous devons nous servir des valeurs expérimentales réelles de ces paramètres, valeurs que nous pouvons comparer aux valeurs théoriques précédentes. C'est-à-dire que nous devons étalonner les déflecteurs. En fait, nous avons seulement étalonné le déflecteur D en supposant que, les caractéristiques de D' étant identiques, son étalonnage donnerait les mêmes résultats.

Le dispositif utilisé au cours de cet étalonnage est représenté sur la figure 11. L'étalonnage a été fait à partir d'un jet non condensé d'azote (température de la buse égale à 293°K) qu'on a ionisé à l'intérieur de l'enceinte du

canon E par collisions avec un jet d'électrons de 500 eV d'énergie ($V_{acc.} - V_F$ = 500 Volts); les ions formés étaient ensuite accélérés entre la sortie de l'enceinte E portée au potentiel positif + $V_{acc.}$ et l'entrée du déflecteur D dont l'armature extérieure est à la masse. L'énergie des ions lorsqu'ils pénètrent dans le déflecteur D vaut donc $eV_{acc.}$ électrons-volts si l'on suppose qu'ils ne portent qu'une charge élémentaire.

Les ions d'énergie $eV_{acc.}$ ne ressortent du déflecteur D que si la tension appliquée à l'électrode intérieure de celui-ci a une valeur comprise entre $V_d - V$ et $V_d + V'$. Les ions sortant de D sont recueillis sur le collecteur I; on appelle I_c le courant ionique recueilli sur I. Pour des valeurs données de $V_{acc.}$ et du courant d'émission électronique I_e, on trace les courbes donnant I_e en fonction de la tension de déflection V_d appliquée à l'électrode centrale du déflecteur. Ces courbes sont représentées sur la figure 21. On appelle V_1 la valeur moyenne de la tension de déflection V_d calculée à partir d'une telle courbe correspondant à une tension $V_{acc.}$ donnée ($V_1 = \frac{\Sigma V_d I_c}{\Sigma I_c}$). Le courant électronique I_e et l'énergie des électrons étant maintenus constants ($V_{acc.} - V_F$ = 500 V), on fait varier $V_{acc.}$. Dans ces conditions si l'on appelle ΔV la largeur à mi-hauteur des courbes $I_c = f(V_d)$, on constate que le rapport $\frac{\Delta V}{V_1}$ est pratiquement constant quelle que soit la valeur que prend $V_{acc.}$ et vaut environ 8 %. Sachant que δ_s = 0,028 on obtient alors la valeur

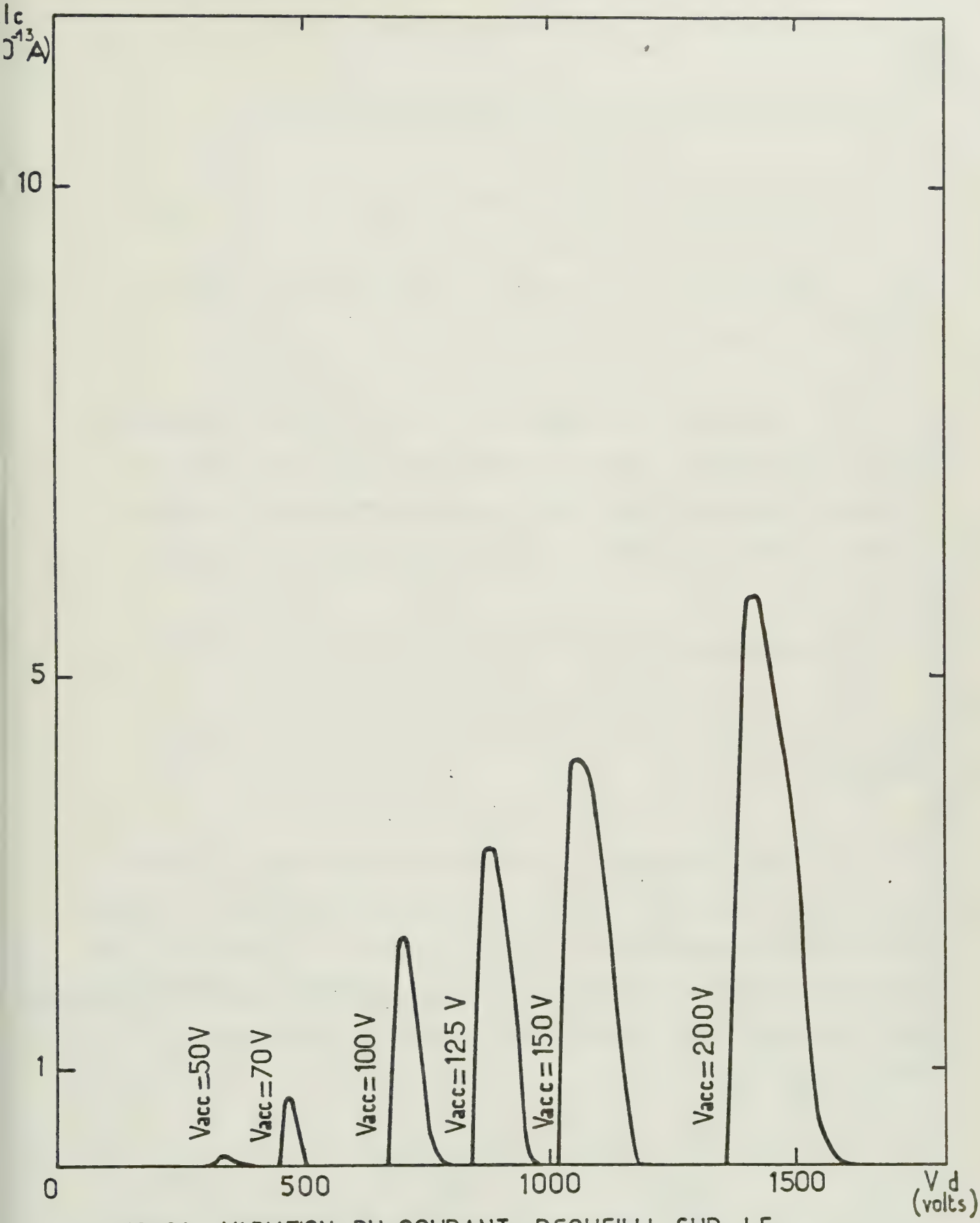


FIG 21 VARIATION DU COURANT RECUEILLI SUR LE COLLECTEUR EN FONCTION DE LA TENSION DE DEFLECTION POUR DIFFERENTES VALEURS DE LA TENSION D'ACCELERATION DES IONS

expérimentale du pouvoir séparateur du déflecteur

$$s_{\text{expérimental}} = \frac{\frac{\Delta V}{V_1}}{\delta_s} = 2,85 \qquad (44)$$

ce qui correspond à un écart de 7 % avec la valeur théorique calculée, donnée par (43).

On trace les courbes $V_1 = f(V_{acc.})$ pour différentes valeurs du courant d'émission électronique I_e, ce sont des droites confondues tant que $I_e \leq 500$ µA. La pente de cette droite (figure 22) donne la valeur expérimentale de η soit:

$$\eta_{\text{expérimental}} = 7,41 \qquad (45)$$

ce qui correspond à un écart relatif de 10 % avec la valeur théorique calculée.

Les valeurs que nous devons retenir par la suite et que nous appliquerons dans l'étude des granions sont ces valeurs expérimentales et , en particulier, la relation liant la valeur du rapport spécifique $\frac{N}{Z} = \frac{\text{nombre de molécules}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$ des granions déviés de 90° à la tension V_d appliquée au déflecteur est :

$$\frac{N}{Z} = \frac{2eV_d}{m_o v_{N/Z}^2} \eta_{exp.}^{-1} = \frac{9,3.10^5}{v_{N/Z}^2} V_d \qquad (46)$$

e charge élémentaire = $1,6.10^{-19}$ coulomb,

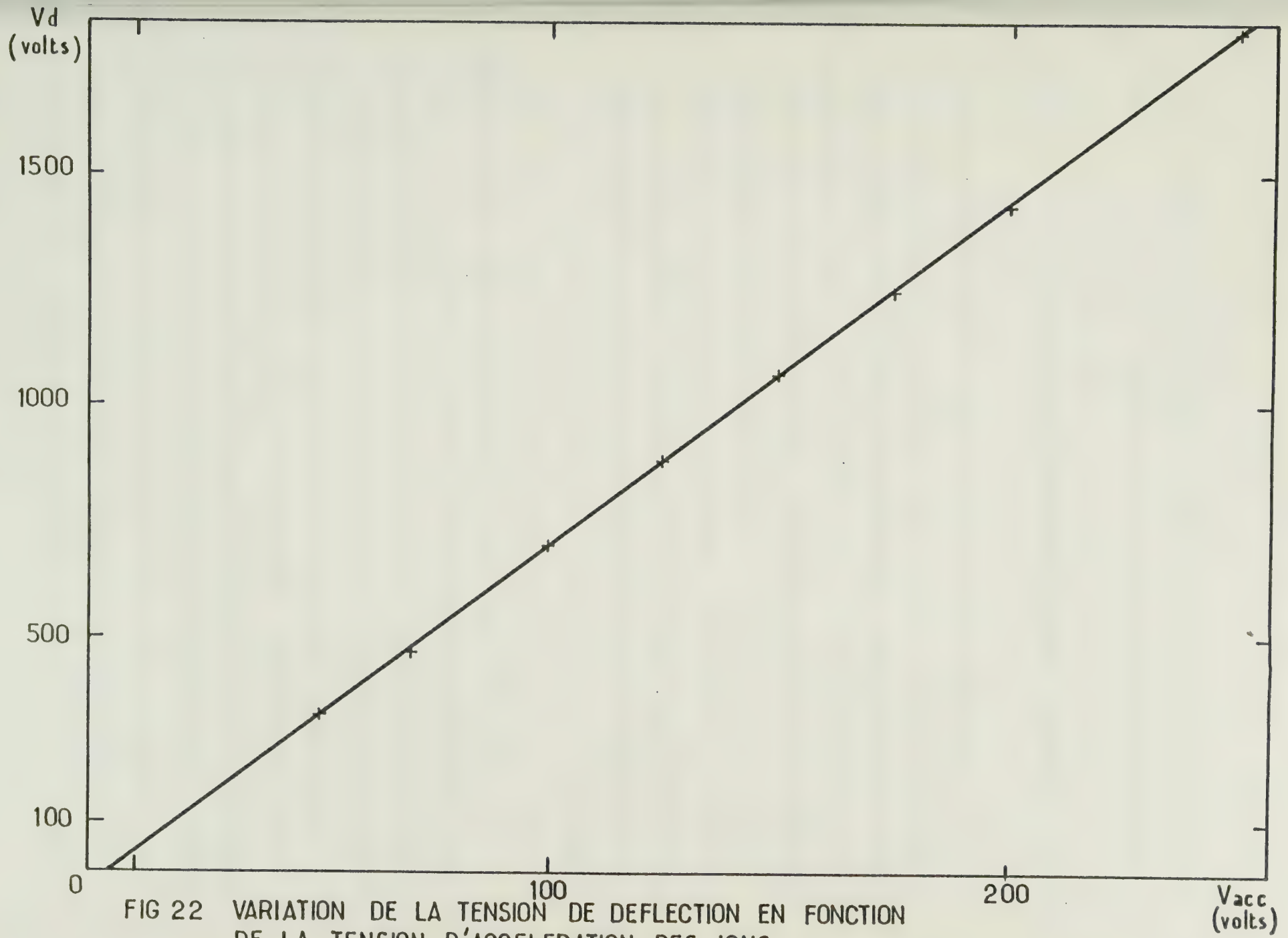


FIG 22 VARIATION DE LA TENSION DE DEFLECTION EN FONCTION DE LA TENSION D'ACCELERATION DES IONS

m_o masse de la molécule d'azote = $\frac{28.10^{-3}}{\mathcal{N}}$ kg = $4,65.10^{-26}$ kg,
$v_{N/Z}$ vitesse des granions de rapport $\frac{N}{Z}$.

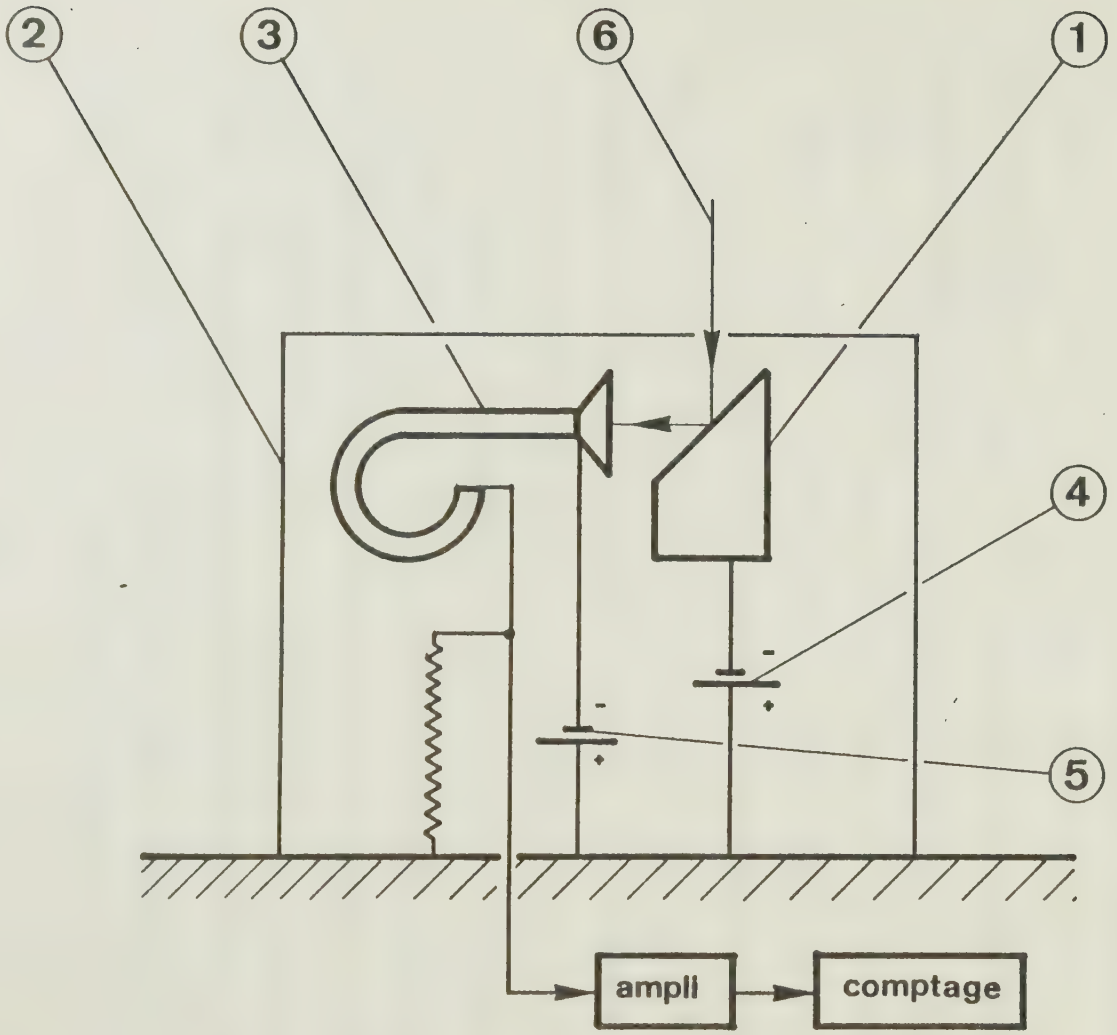
2.2.4. Description du système de détection AM.

La sensibilité maximale des électromètres est de l'ordre de 10^{-15} A. Les courants ioniques recueillis sur I et correspondant aux granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné sortant de D sont de l'ordre de quelques 10^{-14} A donc mesurables directement. Lorsque nous allons envisager d'ioniser une nouvelle fois ces granions pour étudier la multi-ionisation nous devons nous attendre à obtenir des courants ioniques beaucoup trop faibles pour être mesurés directement. Ainsi il a fallu envisager non plus de mesurer des intensités de courant mais de compter des ions.

Les ions que nous devons compter sont des ions lourds dont l'énergie maximale est de l'ordre de 250 eV,et de ce fait il a fallu éliminer la possibilité d'utiliser un certain nombre d'appareils capables de compter tels : Le photomultiplicateur à scintillation dont on ne connaît pas le comportement vis-à-vis des ions lourds, les détecteurs à semi-conducteur qui, ou bien absorbent trop d'énergie, ou nécessitent un vide très poussé. Notre choix s'est porté sur un multiplicateur d'électrons tubulaire qui, outre le fait qu'il est sans fenêtre, a l'énorme avantage de n'être pas encombrant (environ 5 cm de large).

Ce multiplicateur est un tube de verre courbe fermé à une extrémité, de diamètre intérieur 2,2 mm, dont la paroi interne est un revêtement à résistance élevée (résistance nominale du multiplicateur utilisé : $5.10^9 \Omega$). L'entrée de ce tube est précédée d'un entonnoir conique. Si l'on applique une tension aux bornes du tube, la surface résistante devient une dynode continue, électriquement analogue aux dynodes séparées d'un photomultiplicateur conventionnel. Le multiplicateur tubulaire répond à l'entrée d'un électron en produisant à la sortie une impulsion de charge contenant environ 10^8 électrons dont la durée est d'environ 10 ns.

Le montage, inspiré de [41], dans lequel nous avons incorporé ce multiplicateur en forme de trompette est schématisé sur la figure 23 et a été décrit dans [42]. Un prisme métallique A porté à un potentiel négatif de - 2250 V, dont la face utile est inclinée de 45° par rapport à l'axe du jet de granions qui arrivent sur lui, réfléchit les granions vers l'entrée , à - 3000 V, du multiplicateur d'électrons tubulaire M. La sortie de M est reliée à un système d'amplification suivi d'une chaîne de comptage. Ce montage a l'avantage de supprimer la presque totalité du bruit de fond parasite que nous recevions en montant d'abord le multiplicateur M directement sur l'axe du jet de granions. L'ensemble prisme-multiplicateur est enfermé dans une boite métallique B mise à la masse dont le trou d'ouverture de 2,5 mm de diamètre est situé à 20 mm de la sortie du déflecteur D'.



1 - A - Prisme métallique dont la face utile est inclinée à 45° sur l'axe du faisceau

2 - B - Capot métallique mis à la masse

3 - M - Multiplicateur d'électrons

4 - Polarisation - 2250 V

5 - Polarisation - 3000 V

6 - Axe du faisceau de granions sortant du déflecteur D'

FIG. 23 - MONTAGE DANS LEQUEL EST INCORPORE LE MULTIPLICATEUR D'ELECTRONS TUBULAIRE M

Pour être sûrs de la validité des mesures faites avec un tel montage sur les granions, nous avons été amenés à comparer les spectres de granions obtenus après ionisation des granules dans le canon E soit par mesure directe du courant ionique recueilli sur le collecteur I, soit en comptant les granions grâce au système AM. Le résultat de cette comparaison est montré sur la figure 24. Si, à partir de ces courbes on trace les courbes normées correspondantes ($\frac{I}{I_{max}} = f(V_d)$, I_{max} valeur du signal au maximum de la courbe), on constate que les deux courbes ainsi obtenues sont confondues (courbe 3 de la figure 24). On en déduit que les mesures faites avec un système de détection tel le système AM décrit ci-dessus donnent des résultats identiques à celles du courant ionique, mesures que l'on ne peut pas mettre en doute.

L'ensemble du dispositif expérimental décrit dans ce paragraphe 2.2. doit nous permettre de mesurer avec une assez bonne précision les spectres de granions obtenus par ionisation de jets condensés neutres d'azote du fait de l'assez bonne résolution énergétique des déflecteurs utilisés. Toutefois, avant de passer à l'étude de ces spectres, nous devons mesurer la vitesse des granules (ou des granions) puisque celle-ci intervient dans la formule (46) qui lie la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions sortant du déflecteur à la tension appliquée à celui-ci.

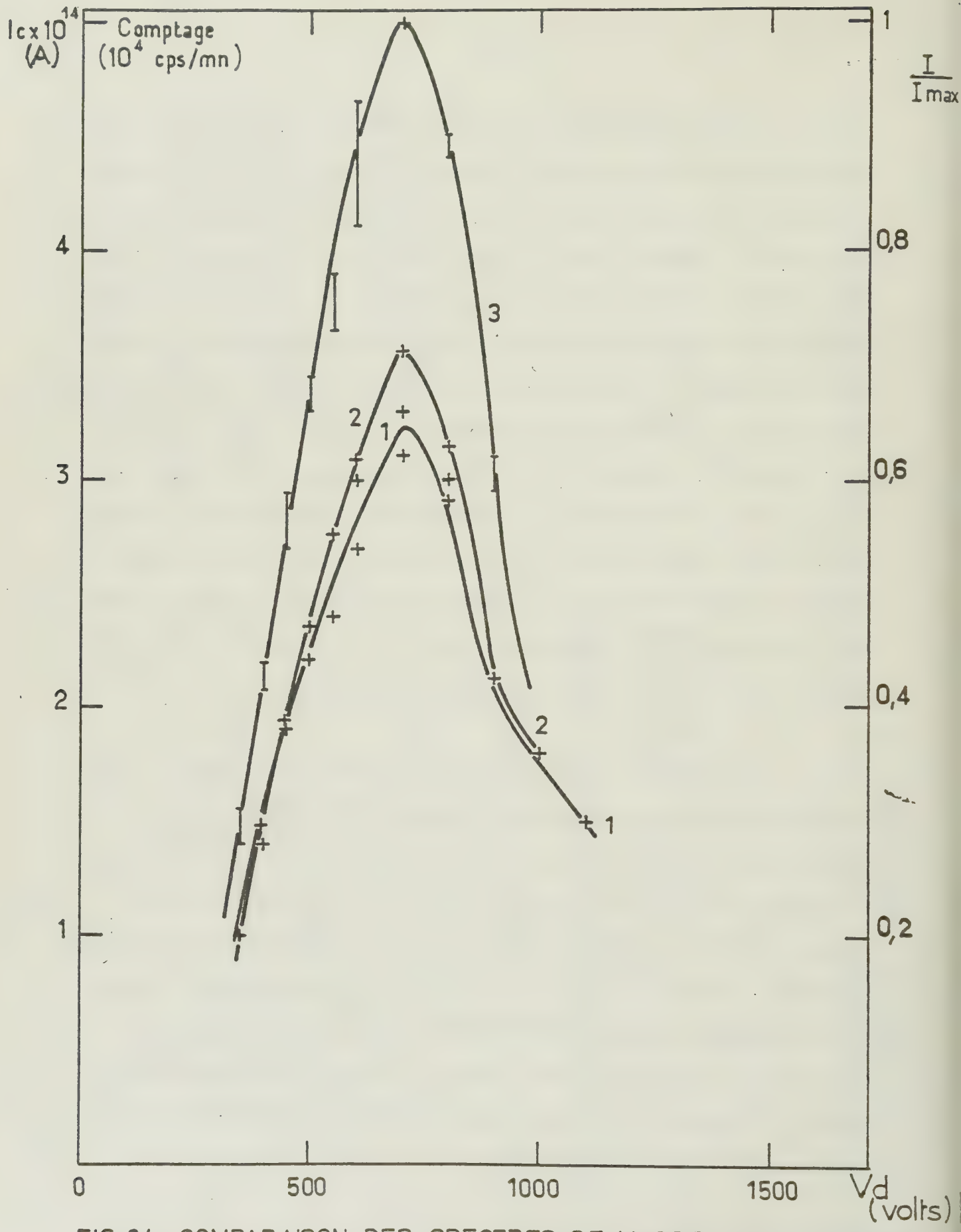


FIG. 24_ COMPARAISON DES SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS OBTENUS D'UNE PART PAR MESURE DU COURANT IONIQUE (COURBE 1) D'AUTRE PART PAR COMPTAGE (COURBE 2)_ COURBE 3 = COURBE 1 et 2 NORMALISEES

TROISIEME PARTIE

MESURES DES VITESSES DES GRANIONS

Nous avons vu que l'étude des spectres de granules ne peut se faire qu'en sélectionnant en masse les granions obtenus par ionisation des jets neutres et que les déflecteurs électrostatiques utilisés pour cela sont tels que le rapport spécifique $\frac{N}{Z} = \frac{\text{nombre de molécules}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$ des granions qui en sortent est lié à la tension V_d qui leur est appliquée par la formule :

$$\frac{N}{Z} = \frac{9,3.10^5}{v_{N/Z}^2} V_d \qquad (46)$$

dans laquelle figure la vitesse $v_{N/Z}$ des granions considérés. Il est donc nécessaire de connaître cette vitesse et son éventuelle dépendance en fonction du rapport $\frac{N}{Z}$.

La méthode utilisée pour évaluer ces vitesses est une mesure de temps de vol des granions non-accélérés, basée sur un comptage en coïncidence dont le principe détaillé est donné dans le paragraphe suivant.

3.1. Dispositif expérimental. Principe de la mesure des temps de vol.

Les éléments indispensables à l'étude envisagée ici sont (voir figure 25) outre le système de production des jets

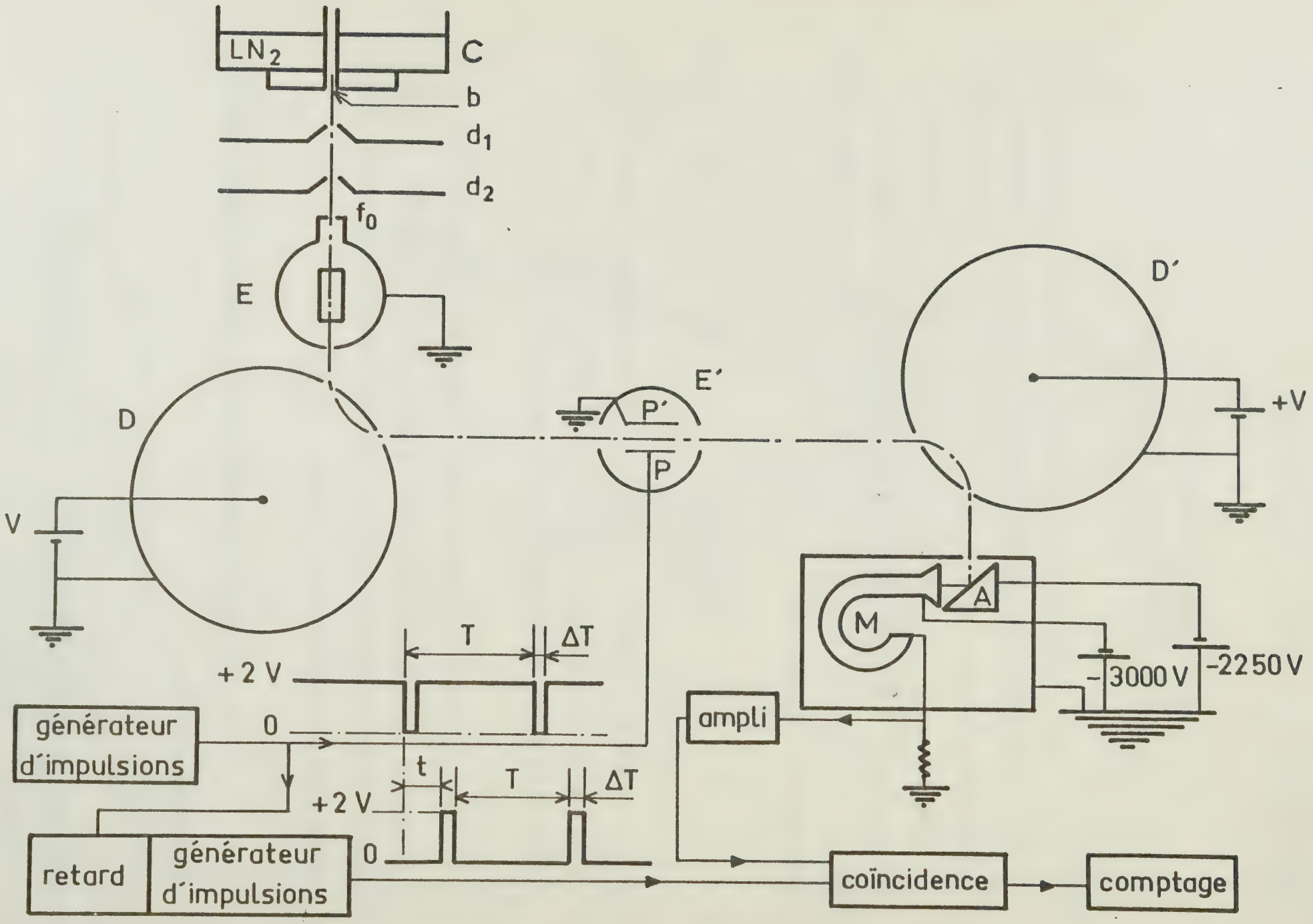
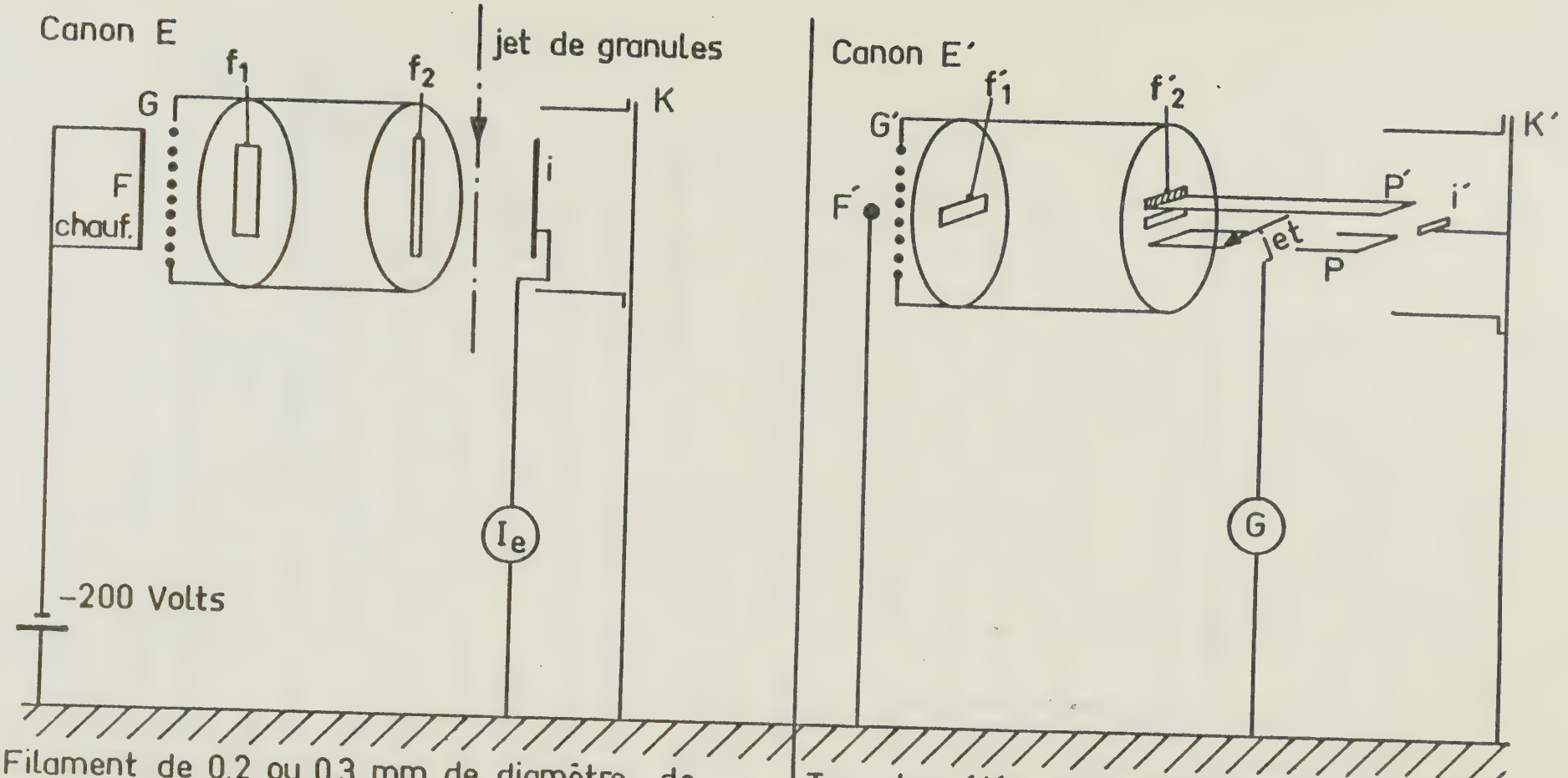


FIG 25 SCHEMA DU SYSTEME DE MESURE DE LA VITESSE DES GRANIONS PAR TEMPS DE VOL

condensés (C, b, d_1, d_2) : Un ioniseur (canon à électrons E dont le schéma est donné sur la figure 26), un sélecteur des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné (déflecteur électrostatique D) et un système permettant la mesure des temps de vol (ensemble des plaques P,P' et du système de détection AM).

Le trajet des particules étudiées dans l'ensemble de l'appareil est inscrit en pointillés sur la figure 25. Le jet condensé sortant du collimateur d_2 pénètre dans le canon à électrons E où il croise un faisceau d'électrons de 200 eV et d'intensité I_e = 0,2 μA; la fraction ionisée de ce jet est déviée dans le déflecteur D dont l'électrode centrale est portée au potentiel positif +V. Le choix de V fixe la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions qui, déviés de 90°, ressortent de D. A leur sortie de D, les granions passent entre deux plaques métalliques P et P' utilisées pour pulser le jet; puis, du fait de la position du système de détection AM, nous sommes contraints de dévier une nouvelle fois de 90° les granions de rapport $\frac{N}{Z}$ pour qu'ils puissent être décelés : Pour cela nous appliquons au déflecteur D' la même tension V qu'au déflecteur D. Les granions sont alors comptés grâce au système AM précédemment décrit composé d'un prisme métallique A et d'un multiplicateur d'électrons tubulaire M. La distance parcourue par les granions entre les plaques PP' et l'entrée du multiplicateur d'électrons est l = 12 cm.

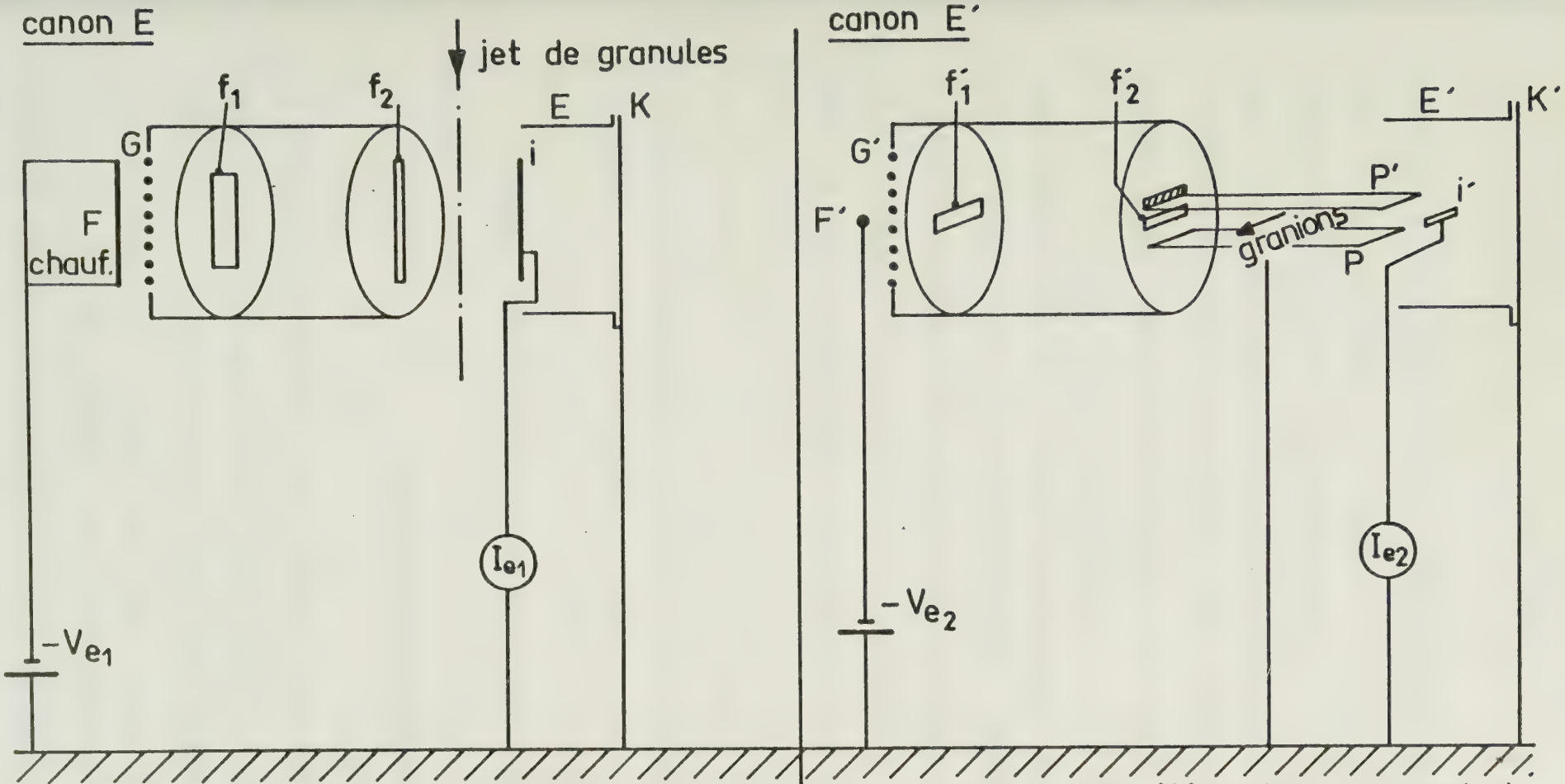
Le principe de mesure des vitesses basé sur la mesure



F Filament de 0,2 ou 0,3 mm de diamètre, de longueur 20 mm.
G Grillage - distance F-G = 3 mm
f_1 et f_2 fentes de 0,5 × 10 mm²
distance F - f_1 = 36 mm
distance f_1 - f_2 = 12 mm
i collecteur des électrons = plaque métallique de 2×15 mm² placée à 78 mm de filament F isolée grâce à laquelle on peut mesurer l'intensité du courant d'émission électronique.

Tous les éléments de ce canon sont mis à la masse sauf la plaque P qui isolée peut être reliée à un générateur d'impulsions G
Les dimensions des éléments identiques à ceux qui figurent dans le canon E sont les mêmes ainsi que les distances les séparant.
Les plaques fines P, P' ont 20 mm de large 30 mm de long et sont distantes l'une de l'autre de 3 mm.

FIG. 26 - SCHEMA DES CANONS A ELECTRONS UTILISES POUR LA MESURE DES VITESSES DES GRANIONS.



F filament en tungstène de 0,2 à 0,3 mm de diamètre , long de 20 mm.
G_ grille, distance F-G = 3 mm
f_1 _ fente de $4 \times 16\ mm^2$, distance G-f_1 = 2mm
f_2 _ fente de $2 \times 20\ mm^2$, distance F-f_2 = 41mm
i _ collecteur des électrons de dimensions $2 \times 20\ mm^2$ placé à 71 mm du filament

Les dimensions des éléments correspondant à ceux qui figurent dans le canon E sont identiques et les distances qui les séparent sont les mêmes.
Ici nous avons laissé les plaques P et P' mais elles sont toutes les deux mises à la masse.

FIG.26_b_ SCHEMA DES CANONS A ELECTRONS UTILISES DANS L'ETUDE DE LA MULTI_IONISATION_

du temps mis par les granions pour parcourir cette distance l est le suivant : La plaque P' étant à la masse, un générateur fournit à la plaque P une tension carrée avec une fréquence de répétition égale à 1 kHz. Pendant le temps ΔT = 100 µs où cette tension est nulle, le jet passe normalement entre P et P'; pendant le reste du temps de la période, soit 900 µs, le générateur délivre une tension positive d'amplitude 2 volts suffisante pour que les granions, déviés de leur trajectoire initiale, ne puissent pas atteindre le système de détection. Le système de comptage du détecteur M est débloqué pendant une durée égale à ΔT avec un retard t réglable après le début de l'impulsion du jet. On mesure le taux de comptage en fonction de t.

Les plaques P et P' disposées symétriquement par rapport à l'axe du jet et parallèlement aux fentes d'entrée et de sortie des déflecteurs sont distantes l'une de l'autre de 3 mm, elles ont 20 mm de largeur et 30 mm de longueur.

3.2. Résultats des mesures.

On a mesuré les temps de vol (temps mis par les granions pour parcourir la distance l) de granions dont le rapport $\frac{N}{Z}$ varie de 3800 à 13400 molécules par charge élémentaire pour différentes valeurs, comprises entre 1 et 2 bars, de la pression p_o d'admission du gaz sur la buse. Les résultats publiés dans [43] ont été obtenus pour chaque valeur $\frac{N}{Z}$ étudiée,

c'est-à-dire pour une valeur déterminée de la tension V appliquée aux déflecteurs D et D', sous forme de courbes donnant le taux de comptage en fonction de la valeur donnée au retard t. Si l'on suppose que la largeur de la distribution des temps de vol pour ces granions est égale à $2\delta\tau$, on calcule pour ces courbes, dont quelques-unes sont reproduites sur la figure 27, une largeur totale égale à $2\delta\tau + 2\Delta T$. Le temps de passage du faisceau et le temps de comptage étant égaux, la valeur du retard correspondant au maximum de chacune de ces courbes est le temps de vol moyen (qui est celui qui sépare en deux parties d'aires égales la courbe de distribution des temps de vol des granions considérés) des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ considéré. Sur la même figure 27 on a représenté en pointillés l'aspect de la distribution des temps de vol de ces granions déterminé à partir de la courbe expérimentale dans chaque cas.

La synthèse des résultats est donnée sur la figure 28. Les courbes en trait plein et en pointillés représentent respectivement les variations des vitesses moyennes $\frac{l}{\tau}$ et des temps de vol moyens τ mesurés en fonction de la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ calculé à partir de la formule (46) caractéristique des déflecteurs soit : $\frac{N}{Z} = \frac{2}{\eta} \frac{e}{m_o} \frac{V}{v^2_{N/Z}}$

Ces deux courbes ont été tracées à partir des résultats expérimentaux que nous avons réunis dans le Tableau 2 dans lequel on a inscrit, en fonction de la tension V appliquée

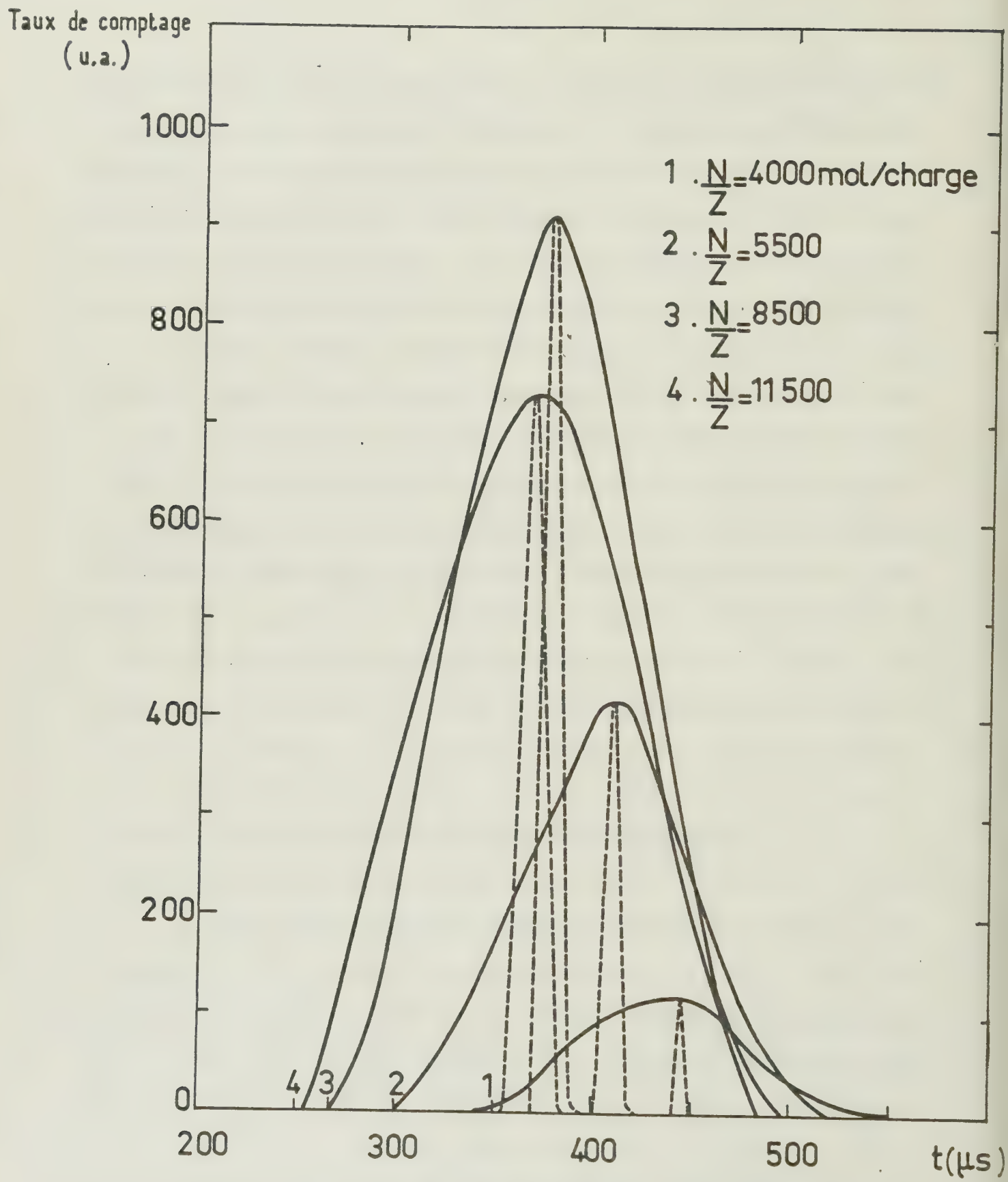


FIG.27_ VARIATION DU TAUX DE COMPTAGE EN FONCTION DE LA VALEUR DU RETARD t

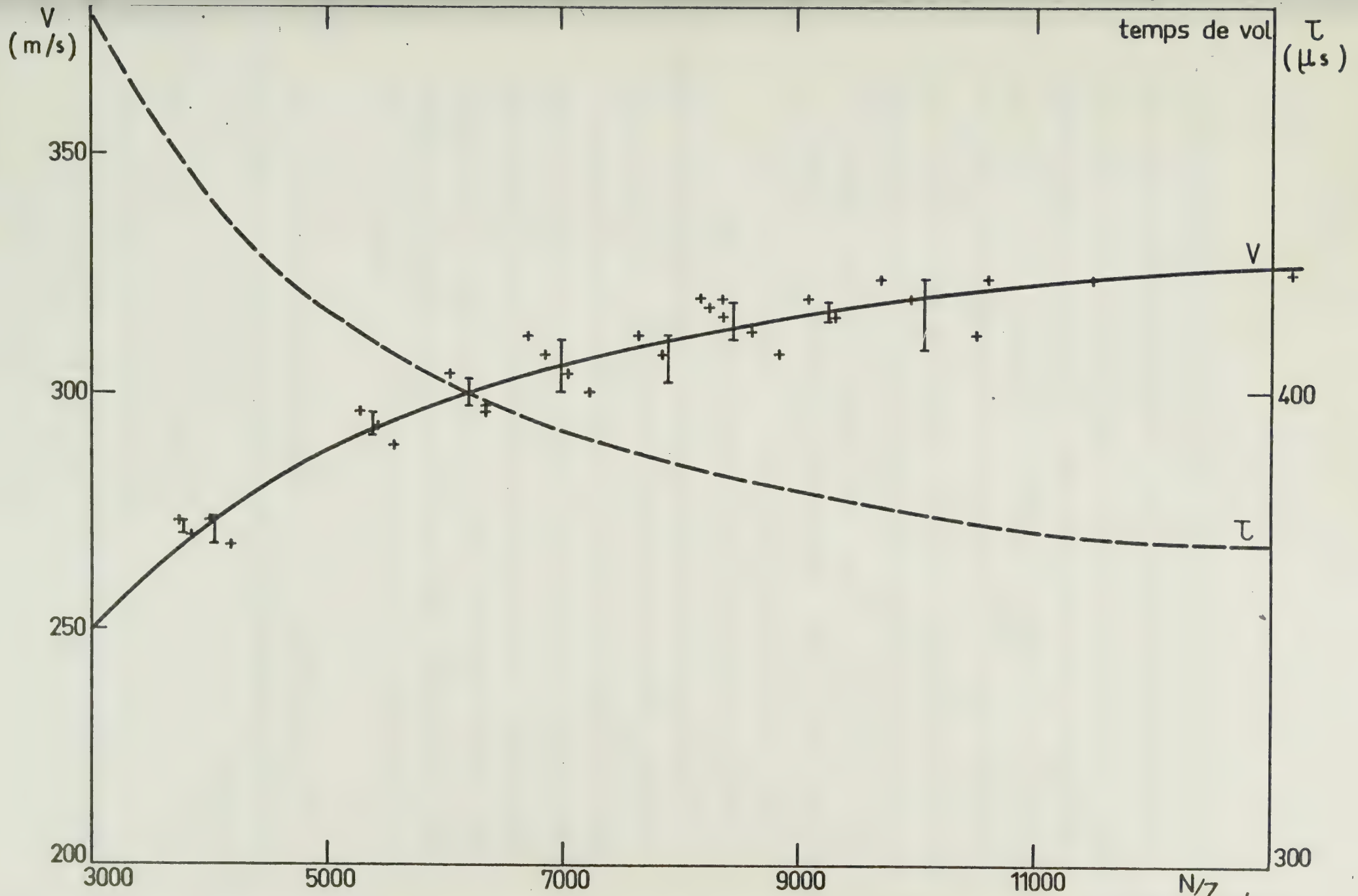


FIG. 28_VARIATION DE LA VITESSE V ET DU TEMPS DE VOL τ EN FONCTION DU RAPPORT N/Z DES GRANIONS

aux déflecteurs, les temps de vol moyens τ et les vitesses moyennes v mesurées ainsi que les valeurs correspondantes calculées pour $\frac{N}{Z}$. Dans chaque cas, on a aussi noté les largeurs des distributions de vitesse et de temps de vol $2\delta v$ et $2\delta\tau$ calculées à partir des courbes de comptage. Les écarts absolus qui figurent dans le tableau ont été évalués pour les temps de vol en comparant la valeur du retard au maximum de la courbe de comptage et la valeur moyenne calculée à partir de la même courbe et en tenant compte dans chaque cas de la largeur de la distribution des temps de vol. A partir de ces écarts on a calculé les écarts absolus sur la vitesse et la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ en supposant qu'aucune erreur n'entache l'évaluation de ℓ ; ces valeurs sont, elles aussi, reportées dans le Tableau 2. De plus, pour chaque valeur de V étudiée, on a noté les moyennes arithmétiques τ et v ainsi que les écarts moyens quadratiques calculés à partir d'elles et des valeurs expérimentales, et la valeur moyenne correspondante de $\frac{N}{Z}$. Ces valeurs ont été reportées sur la figure 28 pour les vitesses avec l'écart moyen quadratique sous forme de segments verticaux dont le milieu correspond aux valeurs moyennes.

On remarque sur le Tableau 2 que les résultats obtenus sont indépendants de la pression d'admission du gaz sur la buse p_o.

D'autre part, la figure 28 montre que les vitesses moyennes augmentent lorsque le rapport $\frac{N}{Z}$ croît, de 265 m/s

à 330 m/s pour des granions contenant de 3800 à 13400 molécules par charge élémentaire : La variation relative totale de la vitesse est donc $\frac{\Delta v}{v_{moy}}$ = 21 % sur le domaine de $\frac{N}{Z}$ étudié. En même temps, on constate que les largeurs des distributions des vitesses pour des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné augmentent avec $\frac{N}{Z}$ de 6 m/s à 27 m/s, les rapports $\frac{2\delta v}{v}$ variant alors de 2,2 à 8,2 %, valeurs qui sont bien inférieures à la variation relative totale de 21 %. Nous pouvons en conclure que la variation des vitesses n'est pas dûe à la dispersion des vitesses des granions de rapports $\frac{N}{Z}$ identiques.

On a, de plus, écarté l'idée que l'écart observé entre les vitesses serait dû à la charge d'espace dans le canon à électrons, responsable d'une accélération des granions entre leur point de formation et la sortie du canon. La différence d'énergie entre les ions formés sur l'axe du faisceau électronique et les ions formés à la sortie de l'enceinte E devrait être de quelques dizaines d'électrons-volts, valeur supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la charge d'espace calculée.

Il faut donc considérer comme un résultat expérimental que des granules de rapports $\frac{N}{Z}$ différents ont des vitesses moyennes différentes, celles-ci augmentant en même temps que la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$.

Pour interpréter les résultats obtenus et les tra-

duire en fonction de la vitesse des granules du jet neutre initial nous avons besoin de savoir comment se produit l'ionisation dans le canon à électrons.

3.3. Etude de l'ionisation des granules dans le canon à électrons.

Le schéma du canon à électrons utilisé ici est donné sur la figure 26. L'intensité du courant d'émission électronique mesurée sur la plaquette i est $I_e = 0,2\ \mu A$ pour les électrons émis par le filament F dont l'énergie est $W_e = 200$ eV.

Montrons, tout d'abord, que la probabilité qu'a un granule de subir plus d'une collision avec les électrons de cette cible électronique est pratiquement nulle : Si σ_N est la section géométrique du granule considéré ($\sigma_N = \pi r_N^2$, r_N rayon du granule de N molécules $= \left(\frac{3}{4\pi n_o}\right)^{1/3} N^{1/3}$ où n_o est la densité moléculaire du granule) et v_N sa vitesse, le nombre moyen de collisions subies par ce granule à l'intérieur de la cible électronique caractérisée par une densité n_e d'électrons de vitesse v_e est donné par :

$$T_N = n_e \ \sigma_N \frac{v_e}{v_N} l_e \qquad (47)$$

où l_e est la longueur de la cible électronique traversée par le granule.

La surface du collecteur d'électrons étant 30 mm^2 et la lon-

gueur de la fente diaphragmant le faisceau d'électrons juste à l'entrée du jet de granules étant 10 mm, nous calculons, pour des granules de 10^4 molécules et de vitesse 3.10^2 m/s, dont la densité est prise égale à celle de l'azote solide, le nombre moyen de collisions, soit : $T_{10^4} \neq 10^{-4}$
La probabilité pour un tel granule de subir une collision dans cette cible est égale à 10^{-4}, celle d'en subir deux vaut 5.10^{-9}, donc est très négligeable devant la première. La probabilité de subir k collisions est donnée par :

$$P_k = \frac{T_N^k}{k!} \; e^{-T_N} \qquad (48)$$

Ceci nous prouve que le granule ne peut pas être ionisé plus d'une fois par collision avec les électrons dans la cible. Voyons maintenant s'il est possible qu'un électron de cette cible produise plus d'une ionisation dans un granule donné. Si nous désignons par $\sigma(W_e)$ la section efficace d'ionisation de l'azote par un électron et par $\overline{D_N}$ la distance moyenne qu'il peut parcourir à l'intérieur du granule, le nombre moyen de collisions de l'électron avec les molécules contenues à l'intérieur du granule est :

$$K_N = n_o \; \sigma(W_e) \; \overline{D_N} \qquad (49)$$

$\sigma(W_e)$ n'est pas la section efficace d'ionisation de l'azote pour les électrons incidents; en effet il faut tenir compte de leur perte d'énergie à l'intérieur du granule, en première

approximation on peut considérer qu'elle est égale à la section efficace d'ionisation pour l'énergie de sortie des électrons [34] : $\sigma(W_{es})$ et que ceux-ci perdent environ 145 eV dans un granule de 10^4 molécules (voir calcul de la perte d'énergie moyenne et de W_{es} dans l'Appendice 4).

Pour les granules étudiés, de grande taille, on doit supposer que tous les électrons secondaires formés ne peuvent pas quitter le granule et le nombre de charges est inférieur au nombre de collisions K_N. Ceci est pris en considération en introduisant l'épaisseur d de la couche que les électrons quittent tous en moyenne [34]. Le nombre de charges moyen du granule est alors :

$$\overline{Z_N} = K_N \cdot \begin{cases} 1 & \text{si } r_N < d \\ \dfrac{\varphi'_N}{\varphi_N} & \text{si } r_N \geq d \end{cases} \qquad (50)$$

φ_N est le volume du granule, φ'_N le volume de la couche sphérique d'épaisseur d et de rayon extérieur r_N.
Si nous prenons $\overline{D_N} = \frac{4}{3} r_N$ et une couche moléculaire d'épaisseur égale à 4 diamètres moléculaires qui est une moyenne des valeurs trouvées dans [29] [33] [34] [38], nous trouvons :

$$\overline{Z_N} = 0{,}1618 \frac{\sigma(W_{es})}{\sigma_{max}} N^{1/3} \cdot \begin{cases} 1 & \text{si } N < 500 \\ \left[1 - \left(1 - \dfrac{8}{N^{1/3}}\right)^3\right] & \text{si } N \geq 500 \end{cases} \qquad (51)$$

En nous reportant à la formule (A 47) donnant l'énergie W_{e_s} et à la courbe de section efficace moléculaire de l'azote (figure 28a) nous calculons $\overline{Z}_{10^4} = 1,9$ et $\overline{Z}_{4.10^3} = 1,9$. La probabilité pour l'électron de produire exactement i ionisations dans un granule de N molécules est donnée par la loi de Poisson :

$$p_i = \frac{\overline{Z_N}^i}{i!} e^{-\overline{Z_N}} \qquad (52)$$

La probabilité pour l'électron de produire une ionisation dans un granule de 4.10^3 à 10^4 molécules vaut 0,30, celle d'en produire deux vaut 0,27; donc ces probabilités sont pratiquement égales, la probabilité de plus de deux ionisations étant beaucoup plus faible. Toutefois les calculs faits ici sont relativement grossiers; ils ne tiennent pratiquement pas compte de la perte d'énergie des électrons primaires à l'intérieur du granule et supposent que tous les électrons secondaires formés dans les "chocs ionisants" des électrons primaires à l'intérieur d'un certain volume superficiel du granule ressortent de celui-ci. En effet, pour que "l'ionisation" se traduise par l'apparition effective d'une charge électrique du granule, il faut que l'électron secondaire formé dans un tel"choc ionisant" puisse ressortir du granule. Suivant la situation géométrique et la direction de ce choc, l'énergie de l'électron secondaire qui en est issu ne sera pas forcément suffisante pour qu'il puisse atteindre la surface du granule avant d'avoir perdu la totalité de son énergie.

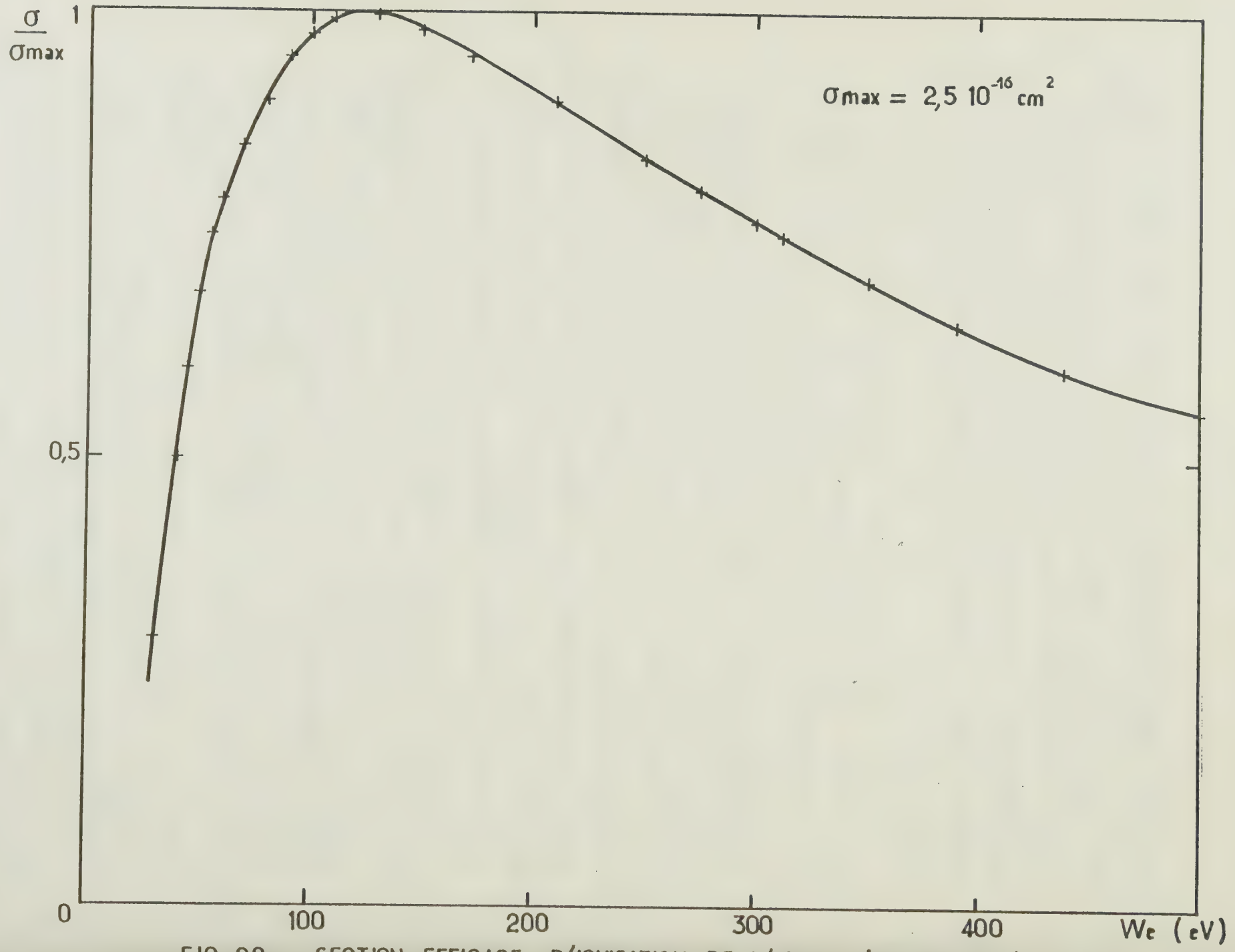


FIG. 28a – SECTION EFFICACE D'IONISATION DE L'AZOTE (NORMALISEE)

Pour tenir compte de tout cela, il faudrait multiplier les valeurs $\overline{Z}$ obtenues par une quantité traduisant la probabilité de fuite des électrons secondaires en fonction : De leur énergie, de l'endroit de leur formation, de la taille des granules, des collisions qu'ils subissent à l'intérieur du granule; ceci étant très complexe à calculer, nous retiendrons que les estimations données ici pour $\overline{Z}$ sont nettement surévaluées.

Nous verrons d'ailleurs, en étudiant la multi-ionisation que la quantité de granions porteurs de deux charges à la sortie du premier canon à électrons est beaucoup plus petite que celle des granions porteurs d'une seule charge (voir figures 58,59,60 la différence d'intensité des pics B et C). D'autre part, quand nous étudions dans la quatrième partie (figures 31 à 36) la distribution des granions en fonction de leur rapport spécifique $\frac{N}{Z}$, nous observons une variation continue de la fonction de distribution lorsque $\frac{N}{Z}$ varie. Jamais nous ne constatons d'irrégularités : Pics ou bosses, sur ces spectres qui pourraient prouver ou faire supposer l'existence de particules multichargées [44], de plus nous voyons que ces spectres sont limités lorsque $\frac{N}{Z}$ décroit pour des valeurs relativement élevées de $\frac{N}{Z}$ (environ 10^3) et nous n'avons jamais observé de signal, si faible soit-il, en dessous de cette limite. Ceci montre bien que la grande majorité des granions n'est chargée qu'une fois, l'intensité des ions plusieurs fois chargés, s'ils existent,étant

très faible comparée à celle des granions monochargés, puisqu'elle n'apparait pas sur les spectres. La proportion des ions à charge multiple est donc négligeable devant celle des ions porteurs d'une seule charge.

Nous supposerons donc ici, pour simplifier, que les granions de rapport $\frac{N}{Z}$ sont, en fait, pratiquement tous issus de granules de masse N qui, ionisés dans le canon ressortent en tant que granions de rapport $\frac{N}{1}$.

3.4. Interprétation des résultats obtenus sur les vitesses des granions.

Nous pouvons constater sur la figure 28 que les granions sont d'autant plus rapides que le rapport $\frac{N}{Z}$ qui les caractérise est plus grand.

D'autre part dans le domaine étudié, nous pouvons voir que les granions ont des vitesses inférieures à 370 m/s valeur que l'on calcule à partir de la formule (30) :

$$v_{ise.} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1}\frac{RT_o}{M}\left[1-\left(\frac{p_1}{p_o}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]}$$

obtenue en résolvant le système des équations qui déterminent l'écoulement supposé isentropique de l'azote à travers la buse (voir Appendice 1) dont la température est T_o (78°K).
γ est ici le rapport des chaleurs spécifiques de l'azote

égal à 1,47 à 80°K,

R la constante molaire des gaz parfaits égale à 8,32 Joules/mole/°K,

p_o la pression en amont de la buse,

p_1 la pression à l'entrée de l'écorceur.

En fait, d'après [45],[46],[47],[48], on peut supposer que les degrés de rotation de l'azote sont totalement gelés et qu'il peut même y avoir gel partiel des degrés de liberté de translation. La détente ne se produirait donc pas à γ constant. La vitesse maximale doit être alors calculée en introduisant $\gamma = \frac{5}{3}$ dans la formule (30) ce qui donne $v_{max} = 330$ m/s. Les vitesses mesurées ici correspondent à des valeurs de γ comprises entre 1,67 et 2,70.

La variation du rapport spécifique γ le long de la détente peut expliquer le fait que nous trouvons des vitesses inférieures à celles auxquelles on pourrait s'attendre mais ne permet pas d'expliquer les variations de la vitesse en fonction de la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions. Si nous considérons que cette variation est dûe à un échange d'énergie par collisions élastiques entre molécules gazeuses et granules, nous pouvons expliquer le sens de variation des vitesses observé, non les écarts mesurés pour les vitesses des granions de rapports $\frac{N}{Z}$ différents;les écarts calculés à partir de cette hypothèse étant beaucoup plus faibles que ceux que nous trouvons expérimentalement. De plus, dans ce cas, les conditions de pression interviendraient sur la vitesse absolue des par-

ticules que nous mesurons : Plus la pression est élevée, plus le nombre de chocs doit être grand, donc plus important est le freinage des granules initiaux, ceci se traduit par une diminution de la vitesse des granules de masse donnée lorsque la pression augmente. Or nous n'avons jamais observé cela, nos résultats restant identiques quelle que soit la pression d'admission du gaz sur la buse. Pour ces raisons nous avons cherché une autre explication que nous exposons maintenant.

Nous avons vu que l'intensité et l'énergie des électrons utilisés ici pour ioniser les granules d'azote sont suffisamment faibles pour qu'on puisse supposer que la plupart des granions obtenus ne portent qu'une charge élémentaire ($Z = 1$) et que les granions de rapport caractéristique $\frac{N}{1}$ sont obtenus par ionisation des granules contenant N molécules d'azote. Dans ce cas, puisque notre système ne comporte aucun espace d'accélération des granions et que la charge d'espace dans le canon à électrons est très faible, la vitesse des granions de rapport $\frac{N}{1}$ est la même que celle des granules de N molécules qui leur ont donné naissance. Nous allons donc envisager ici ces granules mères et leur formation. Considérons donc un granule formé par N molécules d'azote entre buse et écorceur, soit v_N sa vitesse dans le jet. Le nombre de molécules gazeuses qui le frappent par unités de surface et de temps est donné par la formule (6); ces molécules gazeuses ont une vitesse moyenne qui est liée à la température du

gaz entre buse et écorceur et que nous appellerons v_1. Parmi les molécules qui frappent le granule, le plus grand nombre (voir paragraphe 1.1.2.) ne subit qu'un choc élastique et repart avec la même vitesse en valeur absolue, désignons par dN celles qui se condensent sur le granule de masse N pour former un granule de masse N + dN. Soit q_c la chaleur de condensation moléculaire et supposons que N soit suffisamment grand pour que le granule puisse absorber la chaleur dégagée par la condensation des dN molécules sur lui sans que cela entraîne un arrêt de sa croissance ni une diminution de taille. Ecrivons alors que l'énergie apportée au granule par les dN molécules qui se condensent sur lui se retrouve sous forme d'augmentation de l'énergie cinétique du granule, non seulement par augmentation de la masse, mais aussi par variation de sa vitesse. Le bilan énergétique s'écrit alors :

$$dN\left(q_c + \frac{1}{2}m_o v_1^2\right) = \frac{1}{2}(N+dN)m_o(v_N+dv_N)^2 - \frac{1}{2}Nm_o v_N^2 \qquad (53)$$

ce qui se met sous la forme de l'équation différentielle suivante obtenue en négligeant les infiniments petits d'ordre supérieur à 1 :

$$\frac{dN}{N} = \frac{m_o\, v_N\, dv_N}{q_c + \frac{1}{2}\, m_o v_1^2 - \frac{1}{2}\, m_o v_N^2} \qquad (54)$$

Cette équation se résoud facilement et l'on obtient la relation suivante entre la vitesse d'un granule contenant N molécules d'azote et ce nombre N :

$$N = \frac{k}{q_c + \frac{1}{2} m_o v_1^2 - \frac{1}{2} m_o v_N^2} \qquad (55)$$

k est une constante d'intégration que nous évaluerons par la suite.

Essayons d'évaluer les différents termes du dénominateur de (55):

q_c, la chaleur de condensation moléculaire est égale à 10^{-2} eV pour l'azote, soit $1{,}6.10^{-21}$ Joule,

v_1 est la vitesse des molécules gazeuses entre buse et écorceur, elle est donnée par :

$$v_1 = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{kT_o}{m_o} \left(1 - \frac{T}{T_o}\right)} \qquad (56)$$

$\gamma = 1{,}47$ et la température T est prise égale à la température du gaz à la sortie de la buse, soit environ 50°K,

m_o est la masse de la molécule d'azote = $\frac{28.10^{-3}}{6.10^{23}}$ kg.

Donc $v_1 = 225$ m/s et $\frac{1}{2} m_o v_1^2 \neq 11.10^{-22}$ Joule.

On peut écrire :

$$N = \frac{k}{27.10^{-22} - \frac{7}{3} 10^{-26} v_N^2}$$

Dans le domaine de N étudié, la vitesse $v_N \leq 330$ m/s, le dénominateur est positif et la constante k est positive. D'autre part, la formule (54) nous montre qu'alors la vitesse augmente lorsque N croît et a pour limite 340 m/s lorsque N devient infiniment grand. Ceci concorde avec les résultats trouvés.

Evaluons donc la constante k à partir d'un de nos résultats expérimentaux et voyons si nous retrouvons bien la courbe 28.

Par exemple, nous voyons sur la figure 28 que v = 300 m/s pour N = 6200 molécules. Ce qui donne k = 372.10^{-20} Joule.molécules et on écrit :

$$N = \frac{372.10^{-20}}{27.10^{-22} - \frac{7}{3}\,10^{-26}\,v_N^2} \qquad (57)$$

Nous pouvons vérifier que cette formule rend bien compte des résultats trouvés dans le domaine de masse étudié s'étendant de 3.10^3 à 13.10^3 molécules par granule. En effet, si nous calculons à partir d'elle la vitesse correspondant aux granules contenant 3.10^3 et 13.10^3 molécules d'azote, nous trouvons respectivement 250 m/s et 326 m/s qui sont les valeurs données par la figure 28. D'autre part, si nous traçons la droite $v_N^2 = f(\frac{1}{N})$ obtenue à partir de (57), soit :

$$v_N^2 = \frac{10^4}{7}\,(81 - \frac{111600}{N})$$

et que sur la même figure nous reportions les points expérimentaux, nous constatons qu'ils se répartissent bien autour de la droite (figure 30).

Toutefois, la formule (57) ne peut pas être appliquée pour des granules contenant moins de 1400 molécules. L'interprétation donnée n'est alors plus valable, peut-être du fait que les granules ne sont alors plus assez gros pour pouvoir absorber sans évaporation la chaleur de condensation. Il faudrait alors reconsidérer le problème en supposant que cette chaleur est évacuée en partie par les molécules qui frappent le granule mais qui ne restent pas collées à lui et utiliser

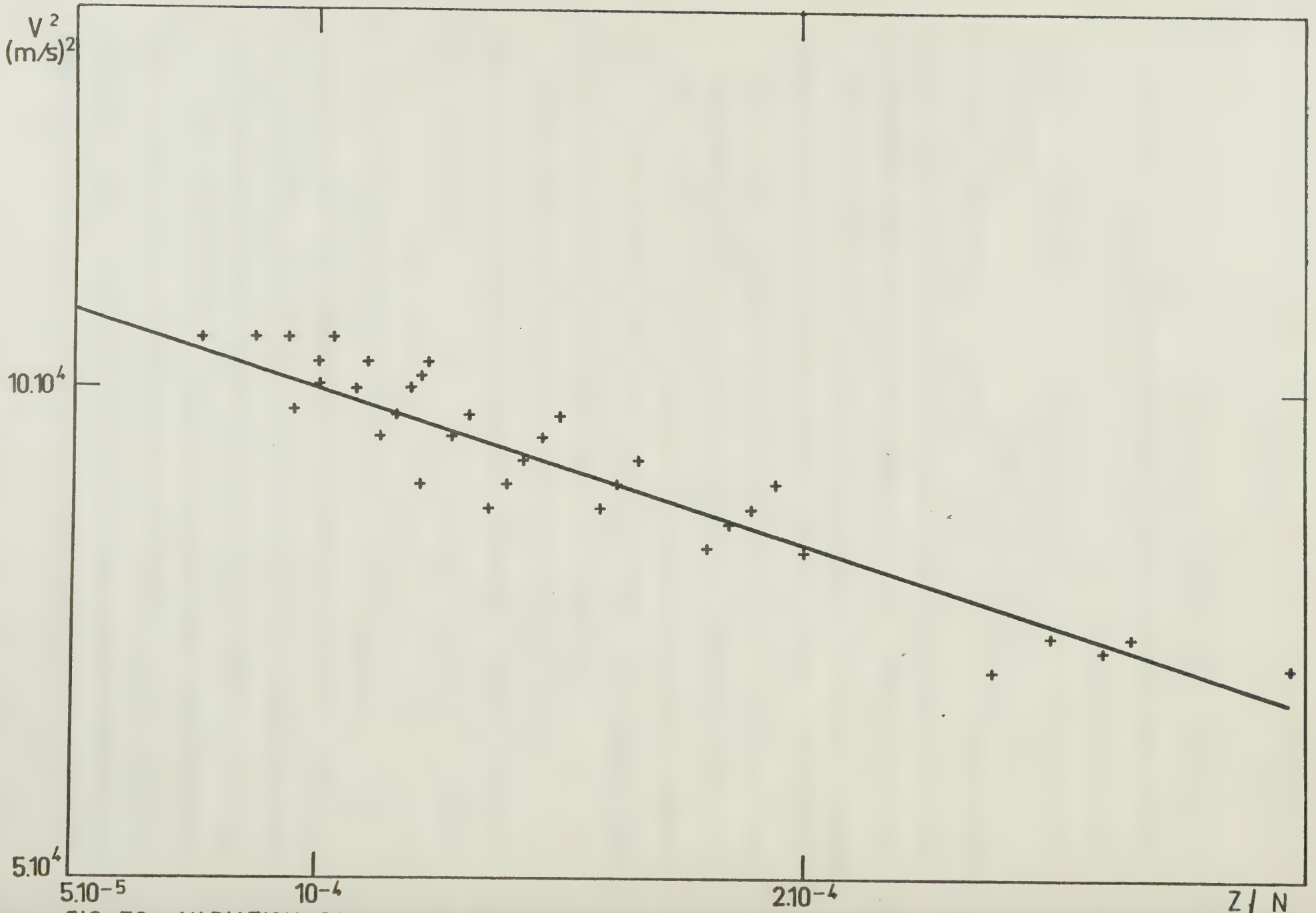


FIG. 30 - VARIATION DU CARRE DE LA VITESSE DES GRANIONS EN FONCTION DU RAPPORT Z/N

pour le résoudre les formules (7) à (10) et (A1) à (A21) qui rendent compte de la croissance et de l'écoulement. Nous ne le ferons pas ici, puisque n'ayant pas étudié ce domaine de masse nous n'aurions aucun moyen de contrôle.

L'hypothèse que nous avons faite ici, a déjà été envisagée par E.W. Becker, K. Bier et W. Henkes [11], bien que non développée dans cette publication. Si elle semble difficile à imaginer physiquement, il est plus facile de penser que l'énergie de condensation se retrouve sous forme d'énergie thermique des granules, sans être exclue elle ne doit pas servir de preuve aux phénomènes mesurés, mais on doit constater objectivement qu'elle rend bien compte qualitativement et quantitativement des résultats expérimentaux.

3.5. Caractéristique des déflecteurs.

L'ensemble des résultats obtenus ici, nous a permis de tracer la courbe donnant la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions sortant des déflecteurs en fonction de la tension V qu'on leur applique. Cette courbe, caractéristique du déflecteur utilisé est une droite (figure 29) dont l'équation déterminée par la méthode des moindres carrés est :

$$\left(\frac{N}{Z}\right)_{\text{molécules/charge}} = 7{,}271\ V_{\text{volts}} + 1907 \qquad (58)$$

Cette droite nous sera constamment utile par la suite puisque

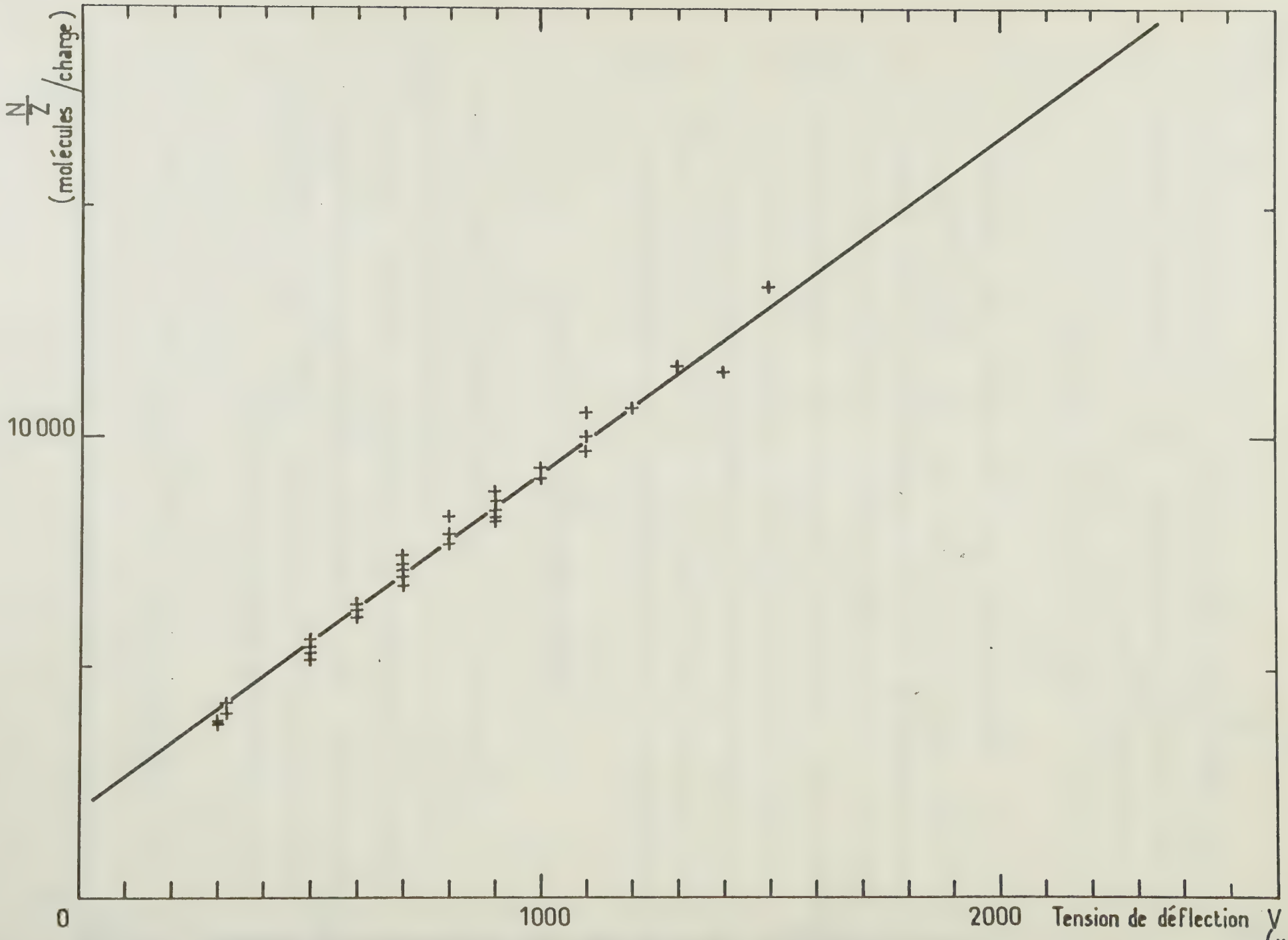


FIG.29_ COURBE CARACTERISTIQUE DES DEFLECTEURS ELECTROSTATIQUES

la grandeur que nous pouvons mesurer directement est la tension V appliquée aux déflecteurs et celle en fonction de laquelle nous désirons exprimer nos résultats est le rapport $\frac{N}{Z}$ caractéristique des granions, ce qui est le cas dans l'étude des spectres de granions que nous allons aborder maintenant.

QUATRIEME PARTIE

SPECTRES DES GRANULES

4.1. Principe de la mesure.

Ne pouvant réaliser directement la séparation des granules neutres, nous avons été amenés à étudier la distribution, en fonction du rapport $\frac{N}{Z}$, des granions formés par ionisation de ces granules, ainsi que l'influence sur cette distribution des paramètres de production des jets neutres et ionisés : Pression d'admission du gaz sur la buse, intensité du courant d'émission électronique, énergie d'accélération des électrons. Nous avons utilisé ces résultats pour essayer de retrouver les spectres de granules neutres initiaux.

On a enregistré les courbes donnant le courant ionique I_c (recueilli sur le collecteur I) en fonction de la tension V appliquée à l'électrode centrale du déflecteur D dans différentes conditions expérimentales (schéma du dispositif expérimental en figure 20 avec $V_{acc.} = 0$). A partir de I_c, on peut remonter facilement à la densité de distribution des granions par intervalle de tension j(V). j(V) est le nombre de granions qui sont déviés de 90° lorsque la tension appliquée au déflecteur est V, il est, à un changement d'origine et d'unité près, identique à la densité de distribution des granions par intervalle de rapport $\frac{N}{Z}$: $j(\frac{N}{Z})$, qui est le nombre de granions dont la valeur du rapport caractéristique

est $\frac{N}{Z}$ dans un jet donné. L'identité des deux densités $j(V)$ et $j(\frac{N}{Z})$ est dûe à la relation linéaire (58) qui existe entre V et $\frac{N}{Z}$ de par le dispositif de déflection utilisé, relation que nous écrivons ici pour simplifier : $\frac{N}{Z} = aV + b$. Le spectre des granions est alors la courbe représentative des variations de $j(\frac{N}{Z})$ en fonction de $\frac{N}{Z}$. La densité de distribution $j(V)$ est liée au courant ionique mesuré I_c pour chaque valeur de V par la relation :

$$I_c = j(V)\ \Delta(\frac{N}{Z}) = aj(V)\ \Delta V \qquad (59)$$

le facteur $\Delta(\frac{N}{Z})$ que nous introduisons ici tient compte du fait que la fente de sortie du déflecteur n'est pas infiniment mince et qu'il sort du déflecteur, non seulement des granions de rapport $\frac{N}{Z}$, mais aussi des granions dont le rapport caractéristique diffère un peu de celui-ci.
Or ΔV ne dépend que de la résolution du déflecteur, laquelle est donnée par la formule (44) et $\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta E_o}{E_o} \neq 0{,}08 = k$.
Il en résulte que (59) peut s'écrire :

$$I_c = a\ k\ V\ j(V) \qquad (60)$$

On obtient donc l'aspect de la fonction de distribution ou spectre des granions à partir des courbes $I_c = f(V)$ en divisant en chaque point I_c par la tension V correspondante. Le spectre des granions est alors obtenu en reportant $\frac{I_c}{V}$ en fonction de $\frac{N}{Z}$.

4.2. Mesures et résultats.

On a tracé ainsi deux groupes de spectres :

1 - Le premier groupe, réalisé avec les canons à électrons tels qu'ils sont schématisés sur la figure 12, les éléments du canon E' étant cependant tous mis à la masse, se compose de trois séries de courbes tracées à plusieurs jours et semaines d'intervalle, pour lesquelles le seul paramètre variable est le courant d'émission électronique I_e servant à ioniser les granules. Ces courbes sont représentées sur les figures 31, 32, 33; elles ont été faites avec la même pression d'admission p_o sur la buse, soit p_o = 1 bar, ce qui correspondait à un jet de granules d'intensité Q = 21.10^{14} molécules par seconde, et à une pression dans l'enceinte expérimentale d'environ 7.10^{-6} torr. Les courbes des figures 31 et 32 ont été tracées avec la même tension d'accélération des électrons V_e = - 500 Volts, la courbe de la figure 33 a été tracée pour V_e = - 170 Volts.

2 - Le deuxième groupe de spectres a été réalisé avec les canons à électrons dans l'état schématisé sur la figure 26. Il se compose de trois séries de courbes, toutes tracées avec le même courant d'émission électronique I_e = 0,2 μA. Chaque série de courbes a été faite pour une valeur donnée de l'énergie des électrons V_e. Les trois valeurs de V_e étudiées ici sont 150, 200 et 250 volts; à l'intérieur de chacune

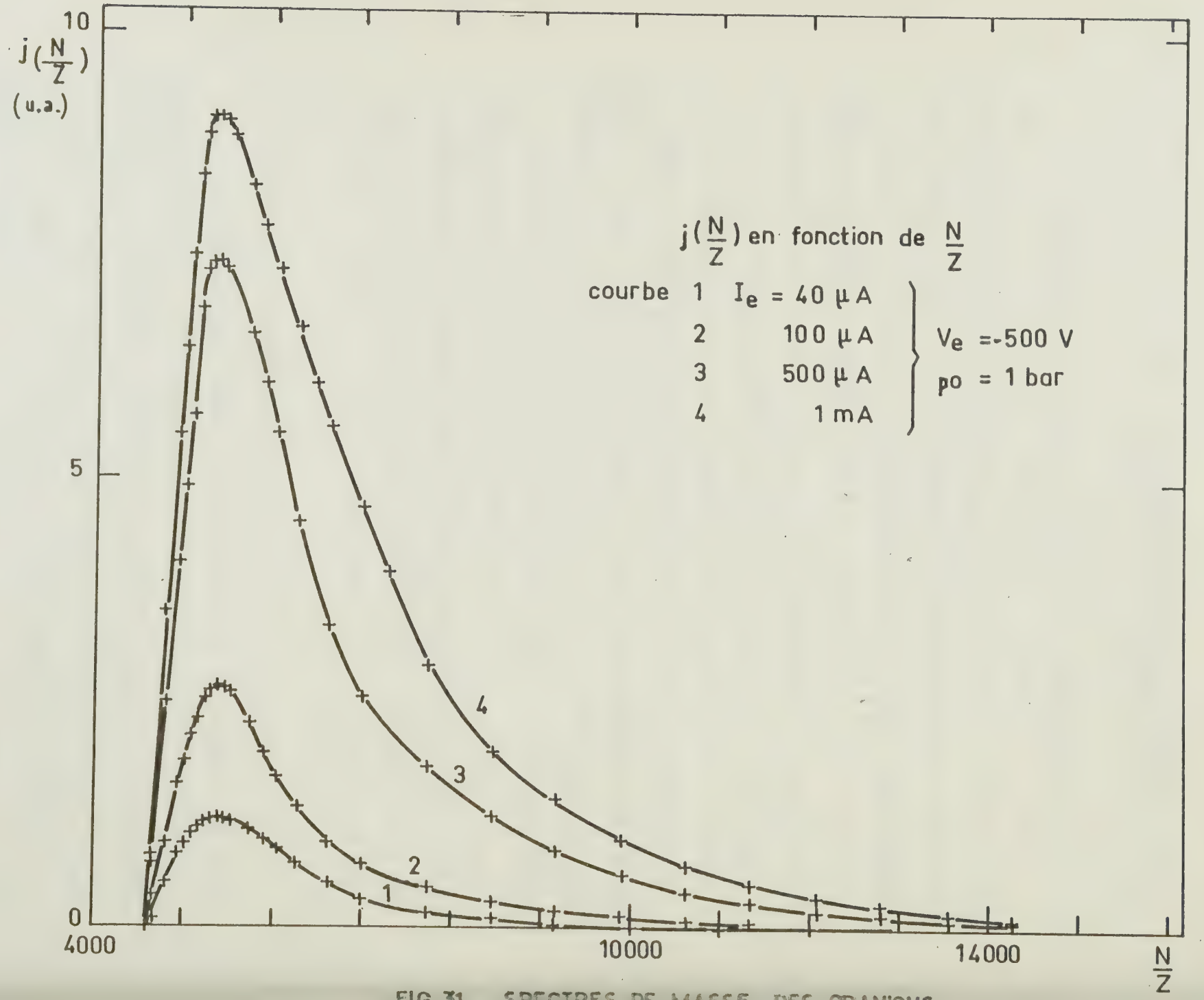


FIG 31 SPECTRES DE MASSE DES CATIONS

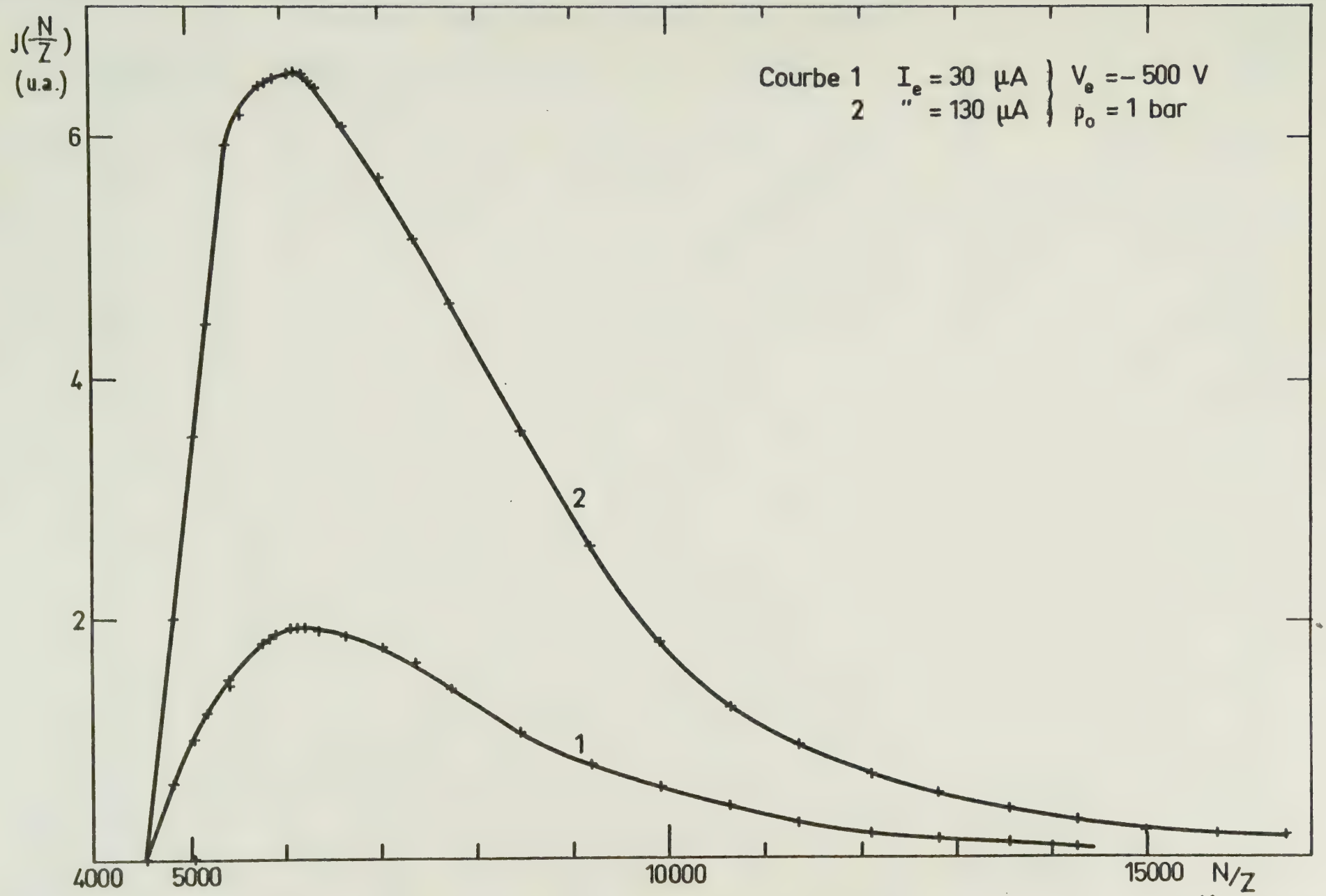


FIG. 32 – SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS

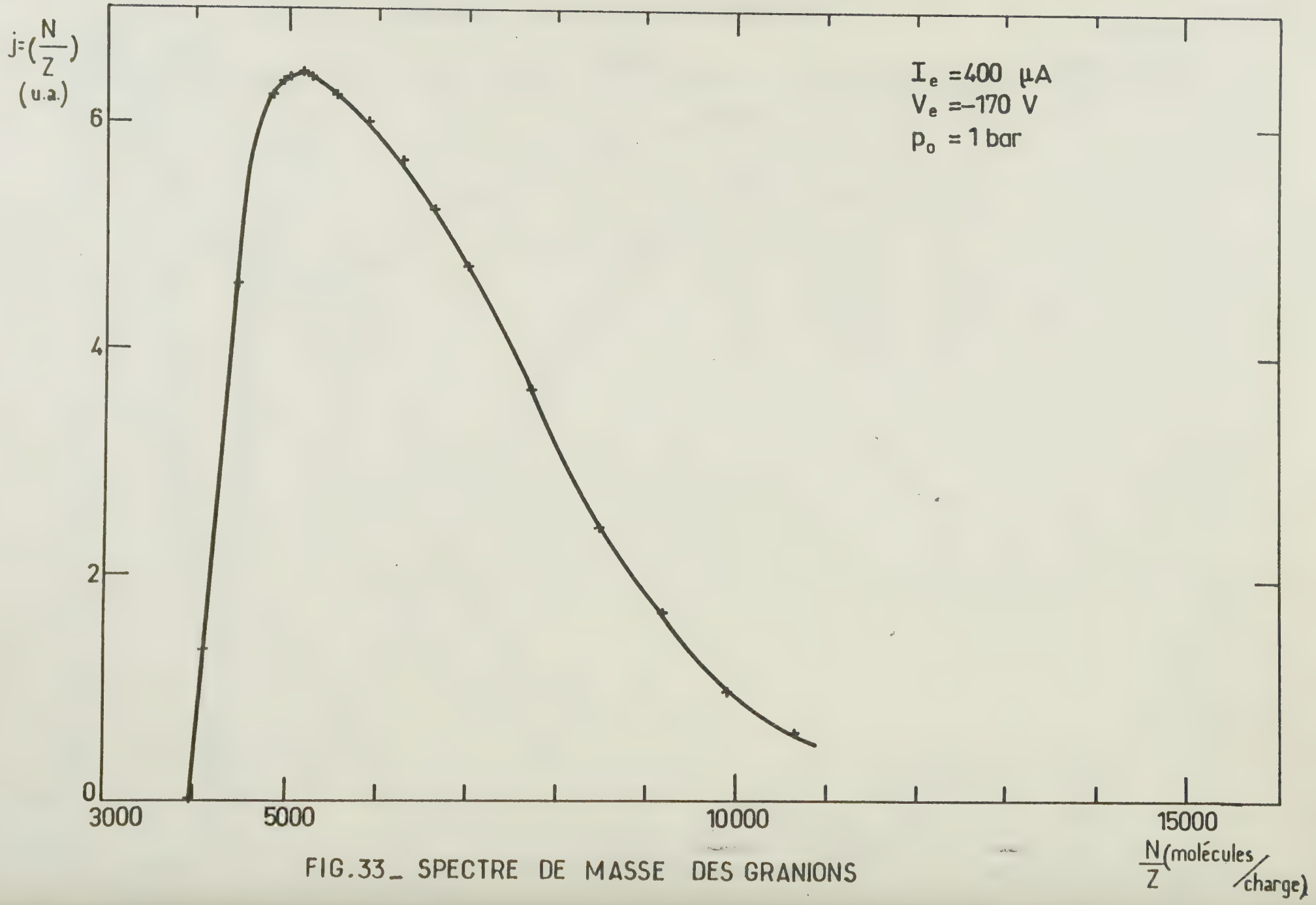


FIG.33_ SPECTRE DE MASSE DES GRANIONS

des séries, le paramètre variable est la pression d'admission p_o du gaz sur la buse, donc l'intensité du jet de granules Q. Ces trois séries de courbes sont représentées sur les figures 34, 35, 36.

L'examen de tous ces spectres nous conduit aux constatations suivantes :

a) - La tension d'accélération des électrons V_e et la pression d'admission de l'azote sur la buse restant constantes, la forme et l'emplacement du maximum du spectre $j(\frac{N}{Z})$ restent inchangés lorsque l'intensité du courant d'émission électronique varie. Ceci semble montrer que la valeur moyenne du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions pour un jet donné ne dépend pas de l'intensité du courant d'émission électronique pourvu que la densité électronique soit suffisamment faible dans l'ioniseur et que la probabilité pour qu'un granule subisse plus d'une collision dans celui-ci soit pratiquement nulle. C'est le cas ici, puisque le nombre moyen de collisions subies par un granule de 10^4 molécules, calculé à partir de la formule (47), reste toujours inférieur à 3.10^{-3}. Ce résultat avait déjà été trouvé par H. Falter et son équipe [34].

b) - La tension d'accélération des électrons V_e et le courant d'émission électronique I_e étant constants, la position du maximum de $j(\frac{N}{Z})$ se déplace vers les valeurs croissantes de $\frac{N}{Z}$ lorsque la pression d'admission de l'azote croît, ceci est

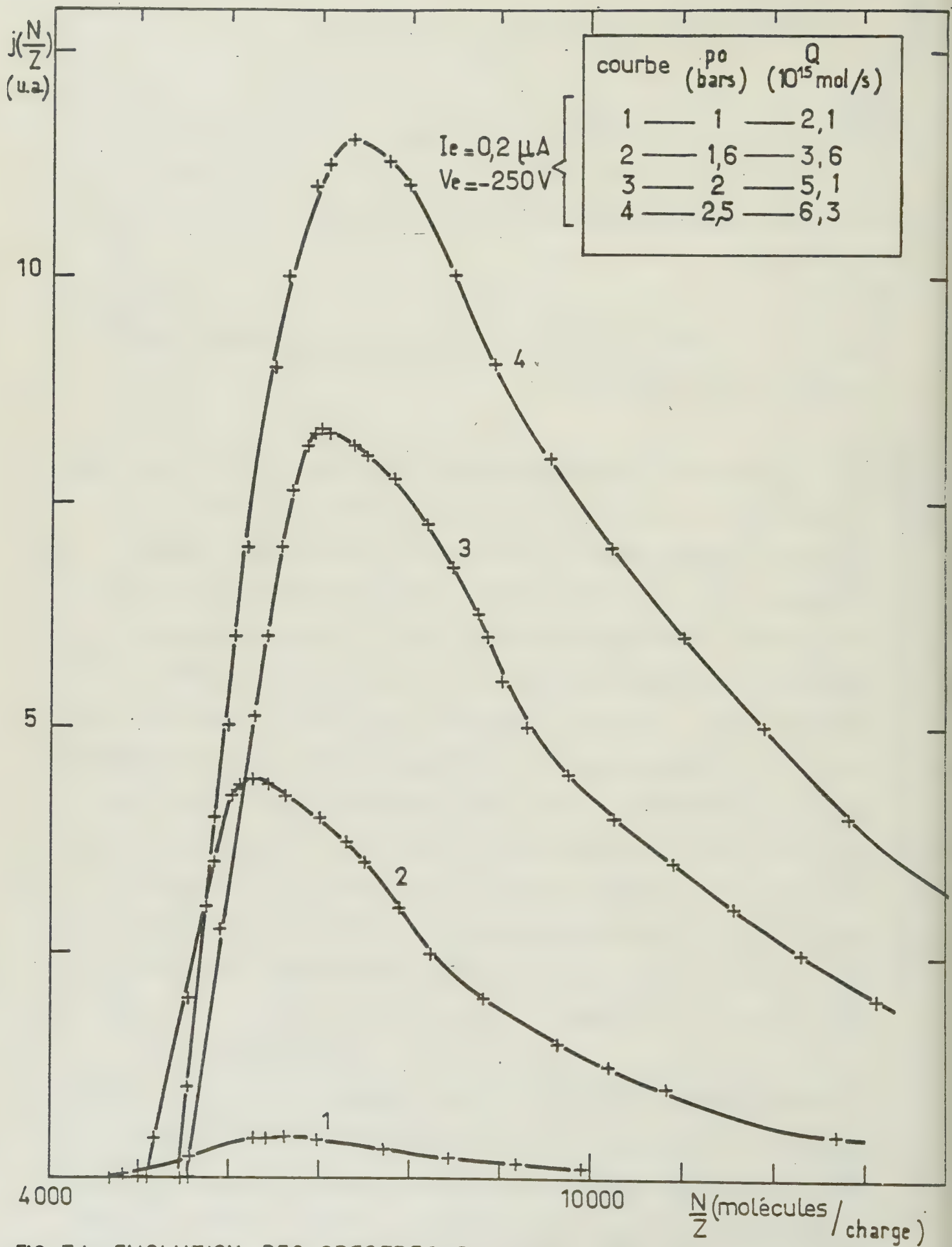


FIG. 34 - EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS AVEC LA PRESSION D'ADMISSION p_o DU GAZ SUR LA BUSE

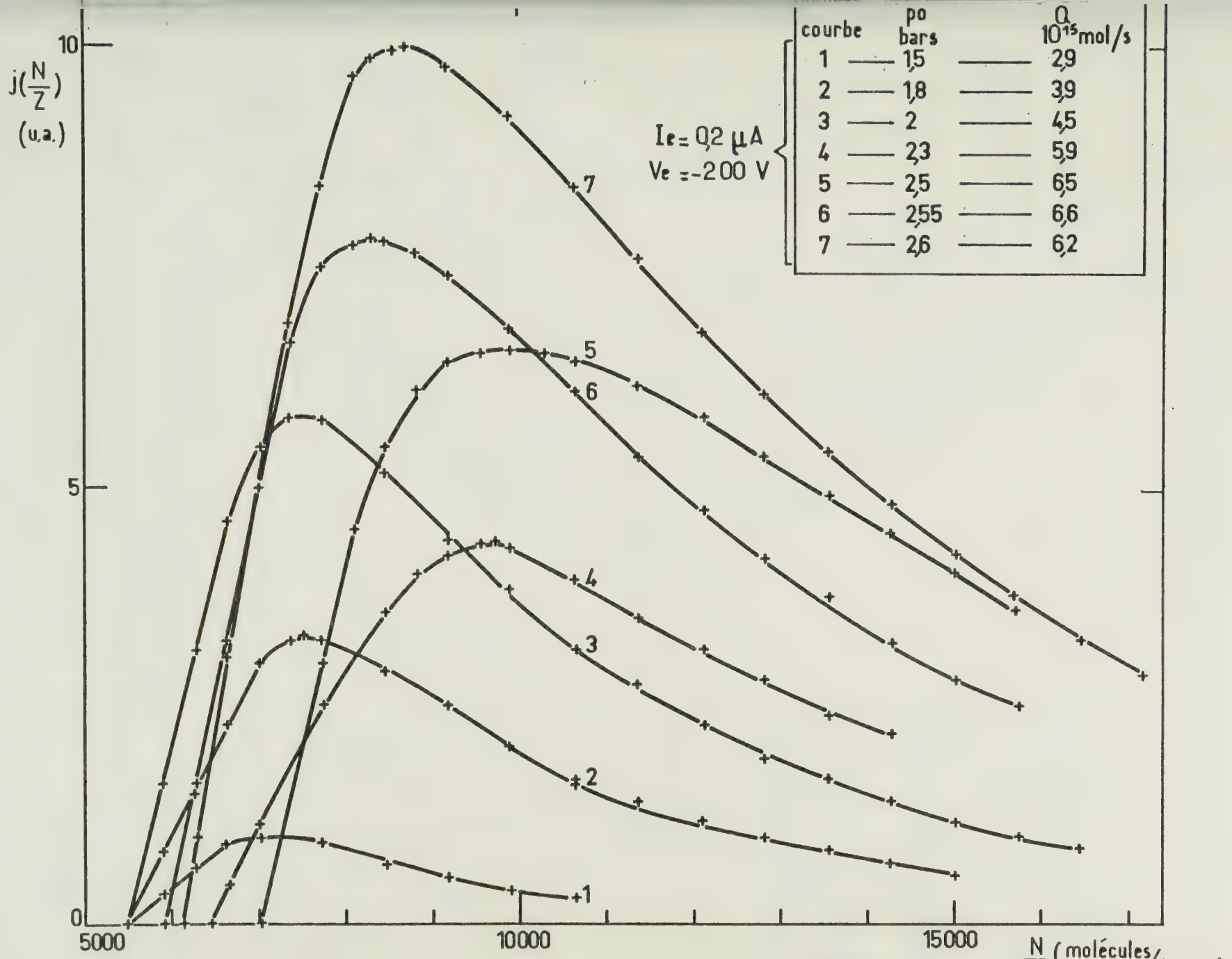


FIG. 35 — EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS SOUS LA PRESSION D'ADMISSION p_o DU GAZ SUR LA BUSE

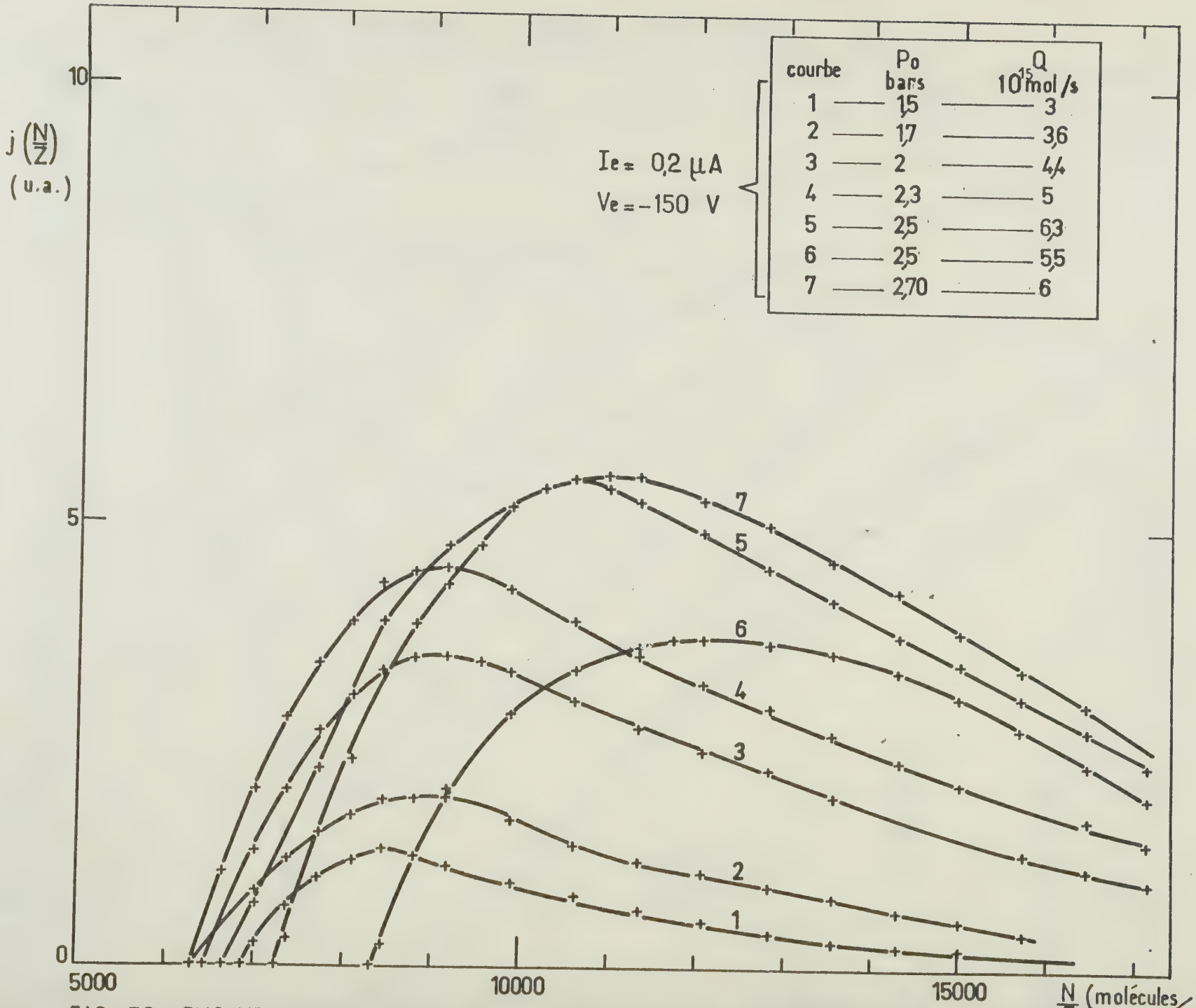


FIG. 36_ EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS AVEC LA PRESSION D'ADMISSION P_o DU GAZ SUR LA BUSE

dû au fait que la masse des granules neutres du jet initial augmente avec p_o, en accord avec [22].

c) - Le courant d'émission électronique I_e et la pression d'admission p_o étant constants, la position du maximum de $j(\frac{N}{Z})$ se déplace vers les valeurs décroissantes de $\frac{N}{Z}$ lorsque l'énergie des électrons augmente, indiquant que la valeur moyenne du rapport $\frac{N}{Z}$ diminue lorsque l'énergie des électrons augmente. Ceci est en accord avec les résultats de Falter [34] si l'on suppose que les tensions d'accélération électronique étudiées sont inférieures à celle qui correspondrait au maximum de la section efficace d'ionisation des granules considérés. Or nous avons vu, dans la partie précédente, que les granules initiaux sont formés d'au moins 3.10^3 molécules d'azote; pour de tels granules, le maximum de la section efficace d'ionisation correspond, d'après les calculs [29], à $V_e = -260$ Volts, et le déplacement expérimental de ce maximum vers les valeurs croissantes de V_e lorsque N augmente a été montré [33][34], et les tensions d'accélération étudiées ici sont inférieures ou égales à 250 Volts en valeur absolue. On peut essayer d'expliquer la diminution de $\frac{N}{Z}$ moyen lorsque V_e croît, en considérant le nombre moyen d'ionisations qu'un électron peut produire à l'intérieur d'un granule de taille N, ce nombre est donné par la formule (50). L'énergie de sortie d'un électron W_{es} est donnée par la formule (A47) de l'Appendice 4, on calcule alors :

$$\overline{Z_N} = 0{,}1618 N^{1/3}\left[1-\left(1-\frac{8}{N^{1/3}}\right)^3\right]\begin{cases}\dfrac{\sigma(202e^{-0{,}0396N}-52)}{\sigma_{max}} & \text{si } V_e=-150V\\[2ex] \dfrac{\sigma(252e^{-0{,}0396N}-52)}{\sigma_{max}} & \text{si } V_e=-200V\\[2ex] \dfrac{\sigma(302e^{-0{,}0396N}-52)}{\sigma_{max}} & \text{si } V_e=-250V\end{cases} \quad (61)$$

En utilisant la figure 28a, on calcule respectivement pour les trois valeurs de V_e indiquées : $\overline{Z}_{10^4} = 1$; 1,9; 2,2 et $\overline{Z}_{3.10^3} = 1{,}6$; 1,9; 2. On peut donc dire que lorsque V_e augmente, $\frac{N}{Z}$ moyen diminue par augmentation du nombre de charges moyen que peut produire l'électron dans un granule de taille N.

Nous pouvons voir que tous les spectres tracés sont incomplets du côté des grandes valeurs de $\frac{N}{Z}$, ceci parce que nous étions limités par les tensions appliquées au déflecteur, donc nous ne pouvons pas directement calculer à partir de ces spectres le rapport $\frac{\overline{N}}{Z}$ moyen des granions. Nous avons donc cherché si nous ne pouvions pas trouver une forme analytique valable pour la partie des spectres tracée, et, dans ce but, nous avons tout d'abord normalisé la fonction $j(\frac{N}{Z})$ en divisant en chaque point la valeur $j(\frac{N}{Z})$ par la valeur maximale j_{max} de cette fonction. Le fait que, pour une même énergie électronique, les spectres correspondant à des pressions d'admission p_o différentes ne débutent pas tous pour la même valeur de $\frac{N}{Z}$ nous a amené à introduire le paramètre :

$$\xi = \frac{\left(\frac{N}{Z}\right) - \left(\frac{N}{Z}\right)_o}{\left(\frac{N}{Z}\right)_{maxj} - \left(\frac{N}{Z}\right)_o} \qquad (62)$$

où $\left(\frac{N}{Z}\right)_o$ correspond à la tension minimale à appliquer au déflecteur pour recueillir un courant ionique I_c mesurable sur le collecteur, et $\left(\frac{N}{Z}\right)_{maxj}$ est la valeur du rapport $\frac{N}{Z}$ pour laquelle la densité j prend sa valeur maximale j_{max}. On a alors tracé les spectres $\frac{j(\frac{N}{Z})}{j_{max}}$ en fonction de ξ et l'on constate que toutes les courbes ainsi obtenues sont pratiquement confondues (voir figure 37), même lorsque les trois paramètres I_e, V_e et p_o varient. Nous avons alors cherché une forme analytique valable pour la partie tracée de la courbe 37 qu'on puisse encore supposer valable pour les grandes valeurs de $\frac{N}{Z}$, et qui nous permettrait de calculer la valeur moyenne $\overline{\frac{N}{Z}}$ du rapport caractéristique des granions pour chacun des spectres enregistrés.

On a vérifié que la courbe moyenne de la figure 37 avait pour équation :

$$J(\xi) = \frac{j(\frac{N}{Z})}{j_{max}} = \xi\, e^{-(\xi - 1)} \qquad (63)$$

A partir de cette équation, il est facile de calculer la valeur moyenne du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions correspondant à chaque spectre mesuré. Elle est, en effet, donnée par :

$$\overline{\frac{N}{Z}} = \frac{\int_{(\frac{N}{Z})_o}^{\infty} \frac{N}{Z}\, j(\frac{N}{Z})\, d\frac{N}{Z}}{\int_{(\frac{N}{Z})_o}^{\infty} j(\frac{N}{Z})\, d\frac{N}{Z}} = \frac{\int_o^{\infty} \left\{\xi\left[\left(\frac{N}{Z}\right)_{maxj} - \left(\frac{N}{Z}\right)_o\right] + \left(\frac{N}{Z}\right)_o\right\} J(\xi)\, d\xi}{\int_o^{\infty} J(\xi)\, d\xi}$$

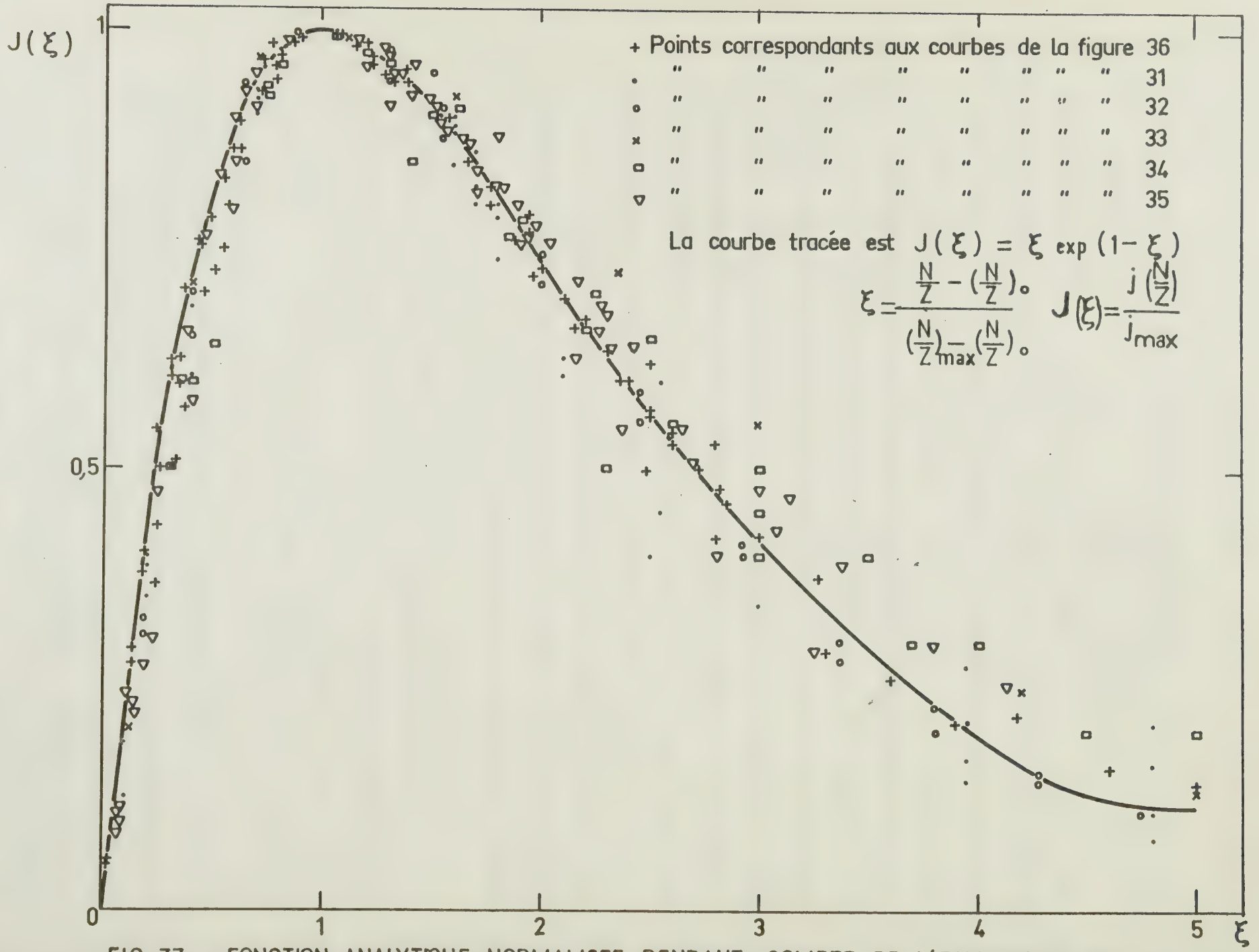


FIG. 37 _ FONCTION ANALYTIQUE NORMALISEE RENDANT COMPTE DE L'ENSEMBLE DES SPECTRES DE MASSE DES GRANIONS ETUDIES

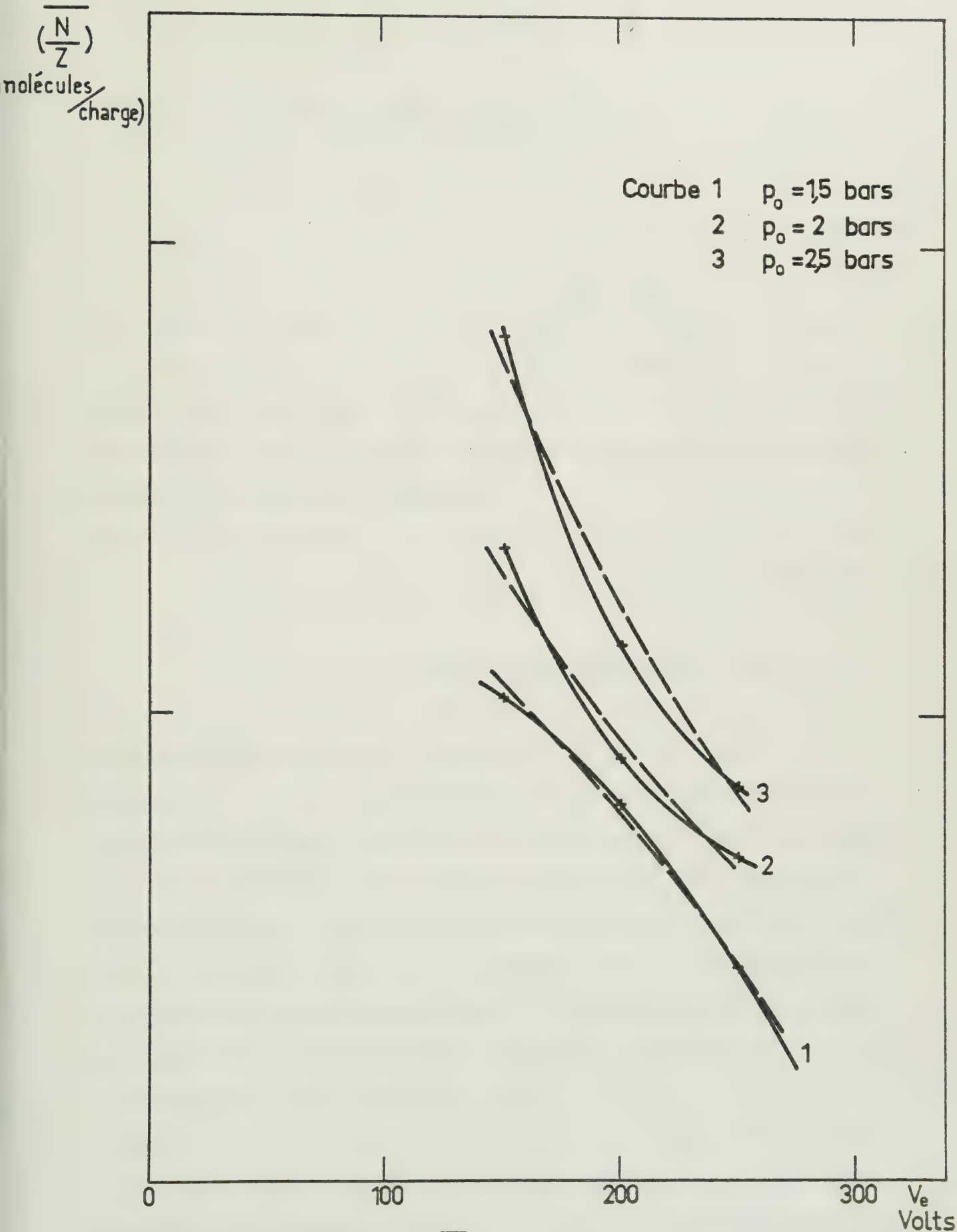


FIG. 39_VARIATION DE $(\overline{\frac{N}{Z}})$ EN FONCTION DE L'ENERGIE DES ELECTRONS

$$\overline{\frac{N}{Z}} = \left[\left(\frac{N}{Z}\right)_{maxj} - \left(\frac{N}{Z}\right)_o\right] \frac{\int_0^\infty \xi^2 e^{-(\xi - 1)} d\xi}{\int_0^\infty \xi e^{-(\xi - 1)} d\xi} + \left(\frac{N}{Z}\right)_o$$

L'intégration donne finalement :

$$\frac{\left(\overline{\frac{N}{Z}}\right) - \left(\frac{N}{Z}\right)_o}{\left(\frac{N}{Z}\right)_{maxj} - \left(\frac{N}{Z}\right)_o} = 2 \qquad (64)$$

Les valeurs moyennes calculées pour $\frac{N}{Z}$ pour chacun des spectres enregistrés sont données dans le Tableau 3; nous voyons que les conclusions que nous avions tirées de l'étude des spectres (voir page 76) sont bien valables pour les valeurs $\overline{\frac{N}{Z}}$ effectivement calculées.

4.5. Spectres de granules.

Le fait que le spectre de granions ne dépend pas expérimentalement du courant d'émission électronique I_e, nous montre que les granules ne se fractionnent pas au cours de l'ionisation. Si nous supposons de plus, qu'ils ne sont pas multi-ionisés et que leur section efficace d'ionisation est proportionnelle à leur surface, donc à $N^{2/3}$ (N nombre de molécules par granule),pour le domaine de masse considéré ici [33][34], on peut trouver la fonction de répartition des granules du jet neutre initial à partir de la fonction de distribution $j(\frac{N}{Z})$ des granions. Soit f(N) le nombre de granules du jet qui ont une taille donnée N, l'ensemble des valeurs f(N) constitue la fonction de distribution des gra-

nules du jet neutre, on peut écrire :

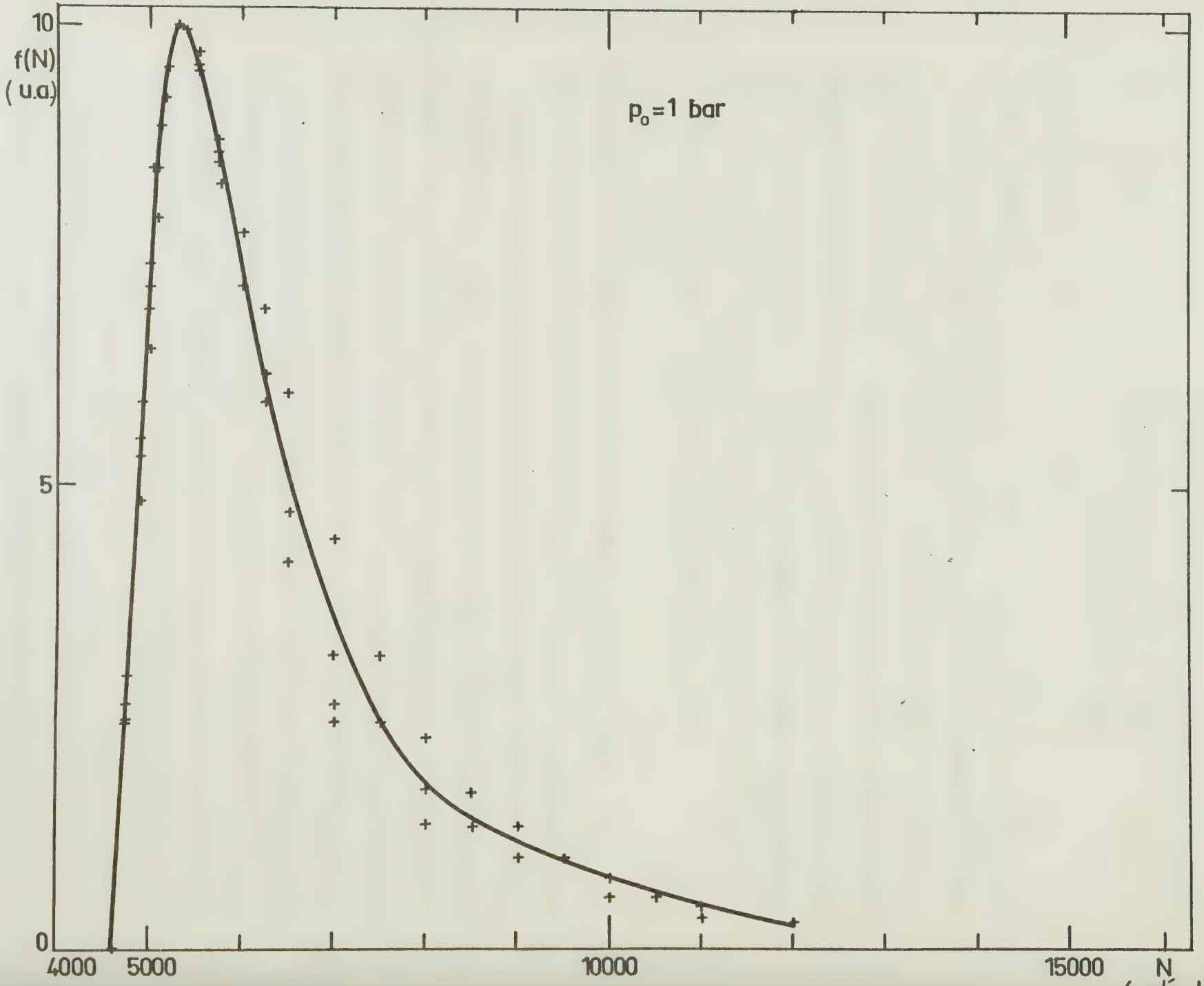
$$f(N) = A\ j(N)\ N^{-2/3} \qquad (65)$$

Le coefficient A contient comme paramètres : La section efficace d'ionisation de la molécule d'azote $\sigma(W_e)$ qui dépend de l'énergie électronique W_e, la densité de courant électronique i_e et la vitesse des granules v_N.
En fait, on obtient la distribution des granules f(N) à partir de j(N) grâce à la formule :

$$f(N) = K\left[\sigma(W_e), i_e\right] j(N)\ N^{-2/3}\ v_N \qquad (66)$$

Nous avons calculé les distributions correspondant aux spectres de granions représentés sur les figures 31 à 36 grâce à cette formule. Toutes les courbes de chacune des figures 31, 32, 33, représentant la même fonction de distribution des granions, chacun de ces groupes de figures permet le calcul d'une fonction de distribution du jet de granules initial f(N). Ces fonctions sont représentées sur les figures 40, 41, 42. Les fonctions de distribution du jet neutre initial correspondant aux spectres de granions représentés sur les figures 34, 35, 36, sont respectivement représentées sur les figures 43, 44, 45.

Si les hypothèses faites ci-dessus sont exactes, les spectres de granules ainsi obtenus doivent être identiques


10
f(N)
(u.a)
p_0=1 bar
5
0
4000
5000
10000
15000
N
(molécules

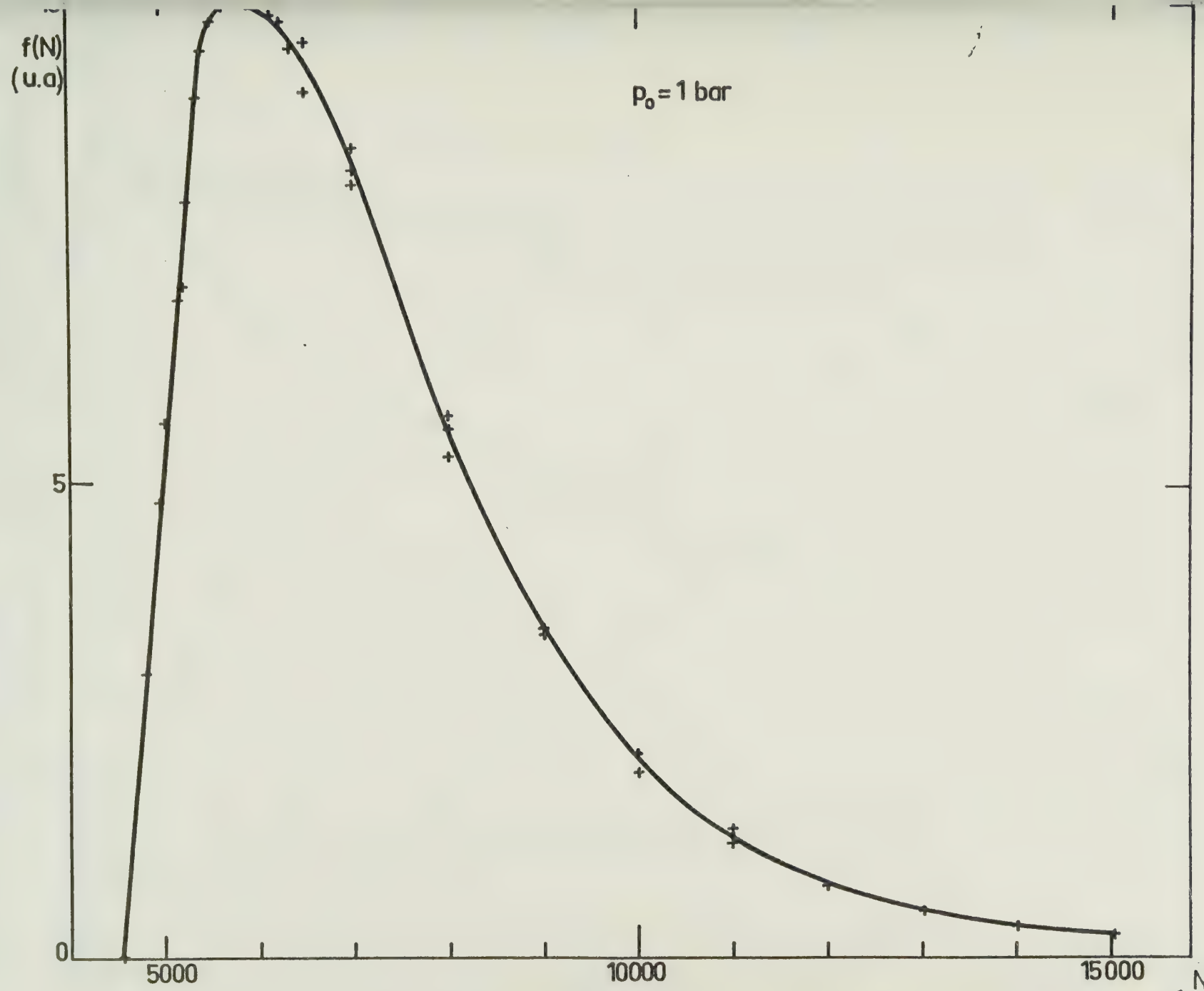


FIG. 41 — SPECTRE DE MASSE DES GRANULES CALCULE A PARTIR DES COURBES 32

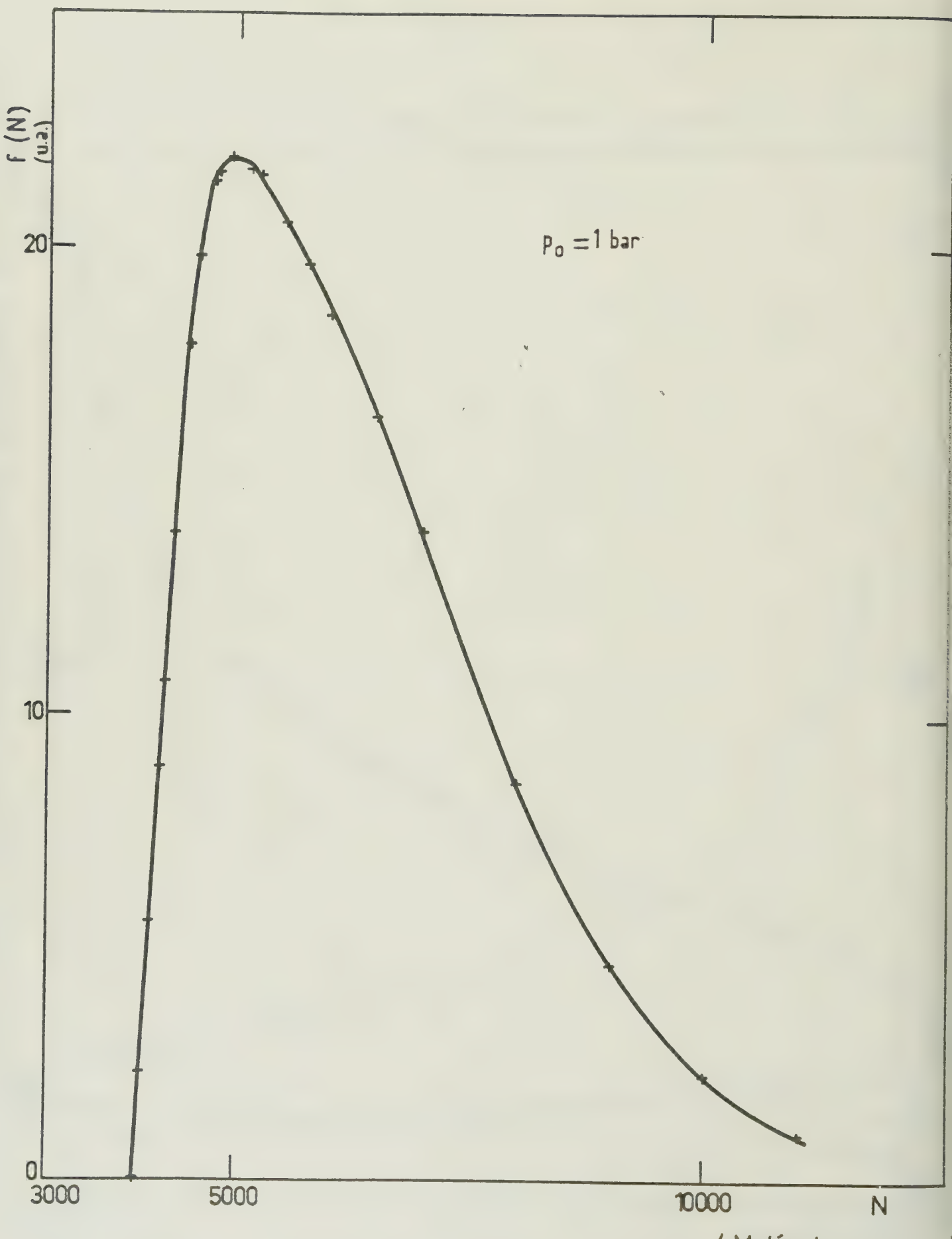


FIG. 42 - SPECTRE DE MASSE DES GRANULES CALCULE A PARTIR DES COURBES 33

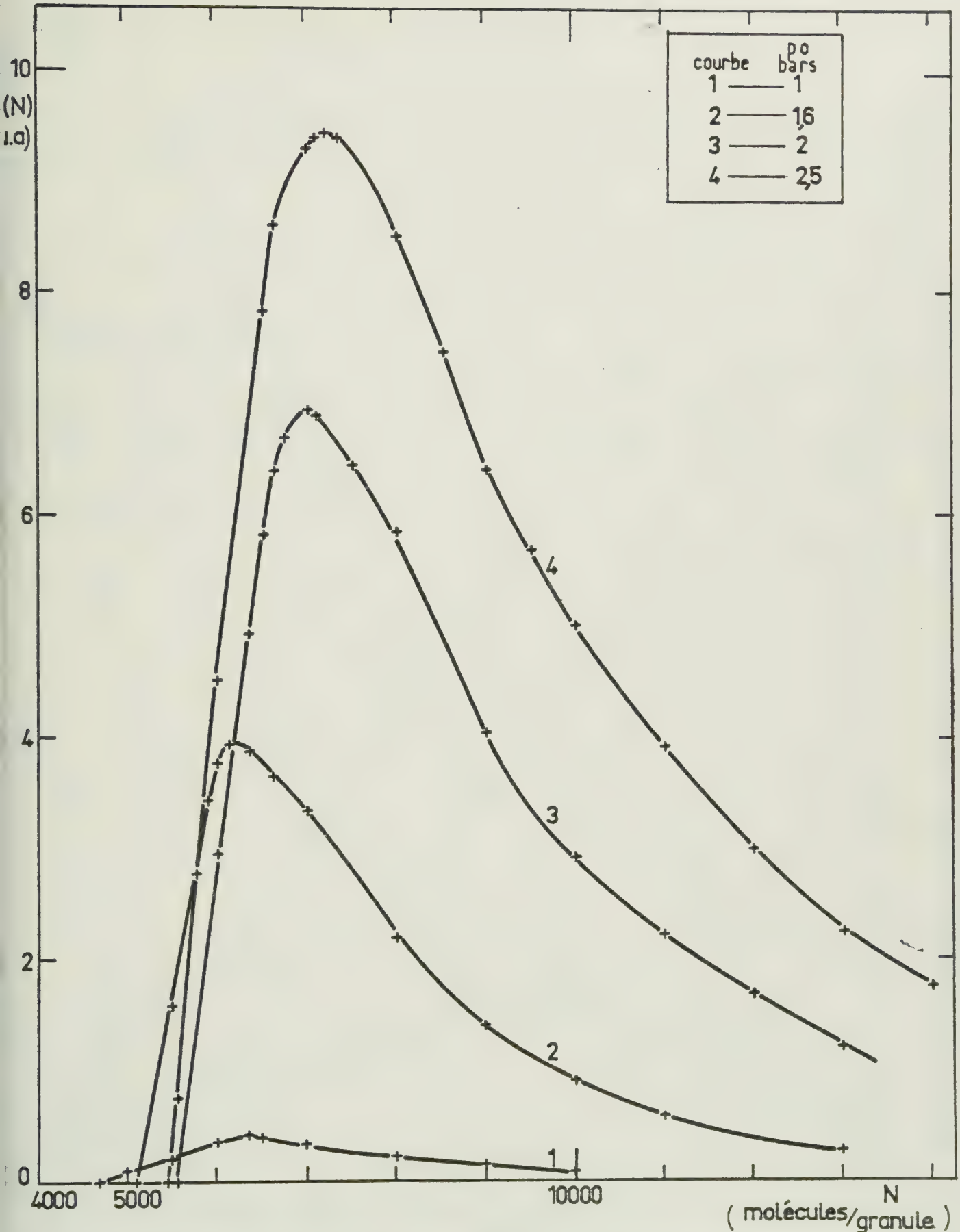


FIG.43_EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANULES AVEC LA PRESSION D ADMISSION p_o DU GAZ SUR LA BUSE

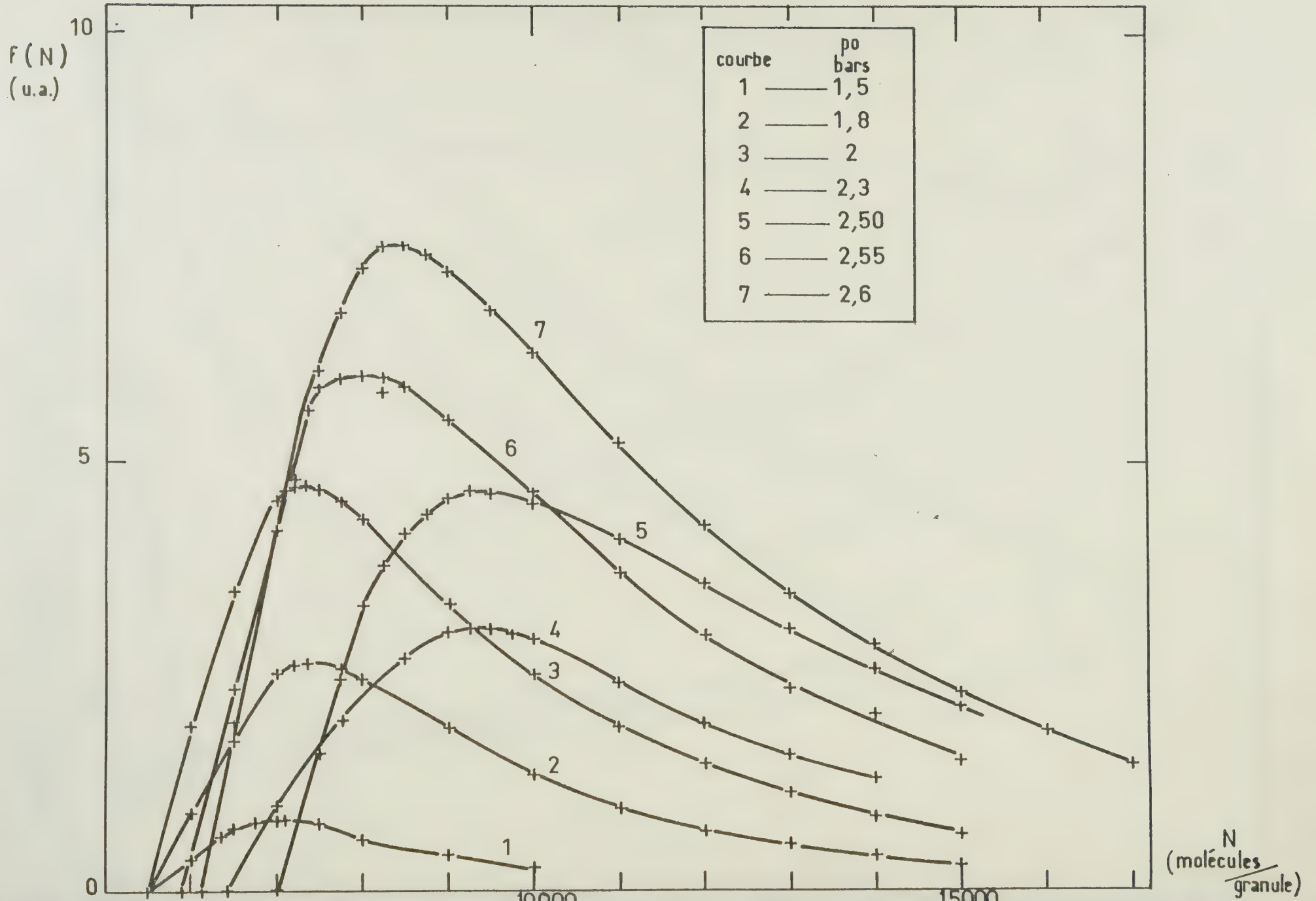


FIG.44_EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANULES AVEC LA PRESSION D'ADMISSION P_o DU GAZ SUR LA BUSE

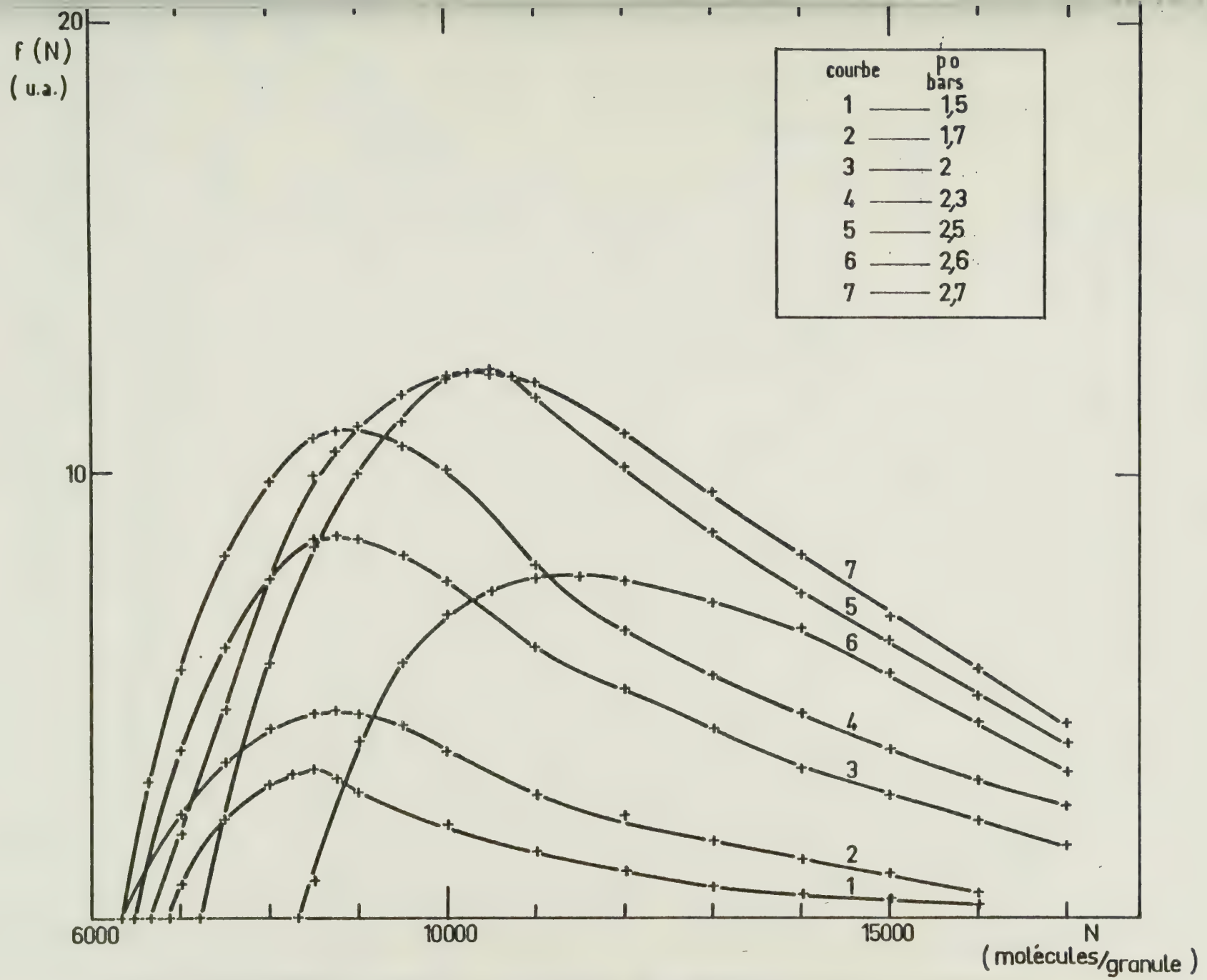


FIG. 45 _ EVOLUTION DES SPECTRES DE MASSE DES GRANULES AVEC LA PRESSION P_0 D'ADMISSION DU GAZ SUR LA BUSE

pour une même valeur de la pression d'admission p_o sur la buse, quelles que soient les valeurs des paramètres de l'émission électronique. Pour comparer les différents spectres, nous avons tracé les variations de la fonction normée : $F = \frac{f(N)}{f_{max}}$ en fonction du paramètre :

$$\eta = \frac{N - N_o}{N_{maxf} - N_o} \qquad (67)$$

N_o est la valeur de N à partir de laquelle f(N) prend des valeurs non nulles, N_{maxf} est la valeur de N correspondant à la valeur maximale f_{max} que prend la fonction de distribution des granules. Les figures 46 à 52 représentent la fonction $F(\eta)$ calculée respectivement avec les pressions d'admission p_o = 1; 1,5; 1,8; 2; 2,3; 2,5; 2,6 bars. En fait si nous reportons toutes ces courbes sur une même figure (figure 53), nous constatons que les points se répartissent assez bien autour d'une courbe moyenne. Pour la même raison que dans le paragraphe 4.2. précédent, nous avons cherché une forme analytique qui reproduise le mieux possible cette courbe moyenne. La forme analytique qui semble convenir est :

$$F(\eta) = \eta\, e^{-(\eta - 1)} \qquad (68)$$

A partir de cette forme nous extrapolons les spectres calculés et pouvons calculer le nombre moyen de molécules par granule pour chaque valeur de la pression p_o. Ce nombre moyen se calcule par intégration :

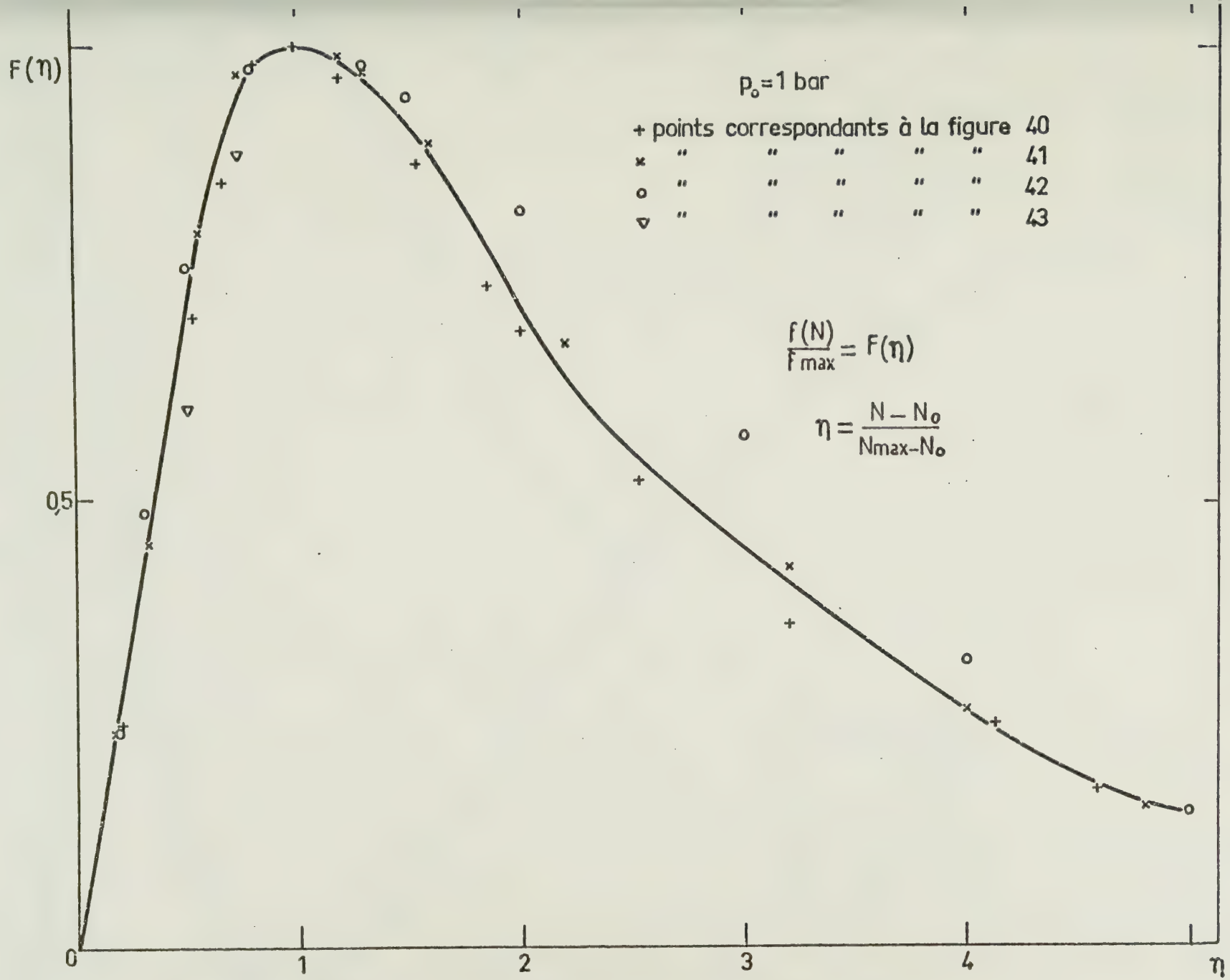


FIG.46 – SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

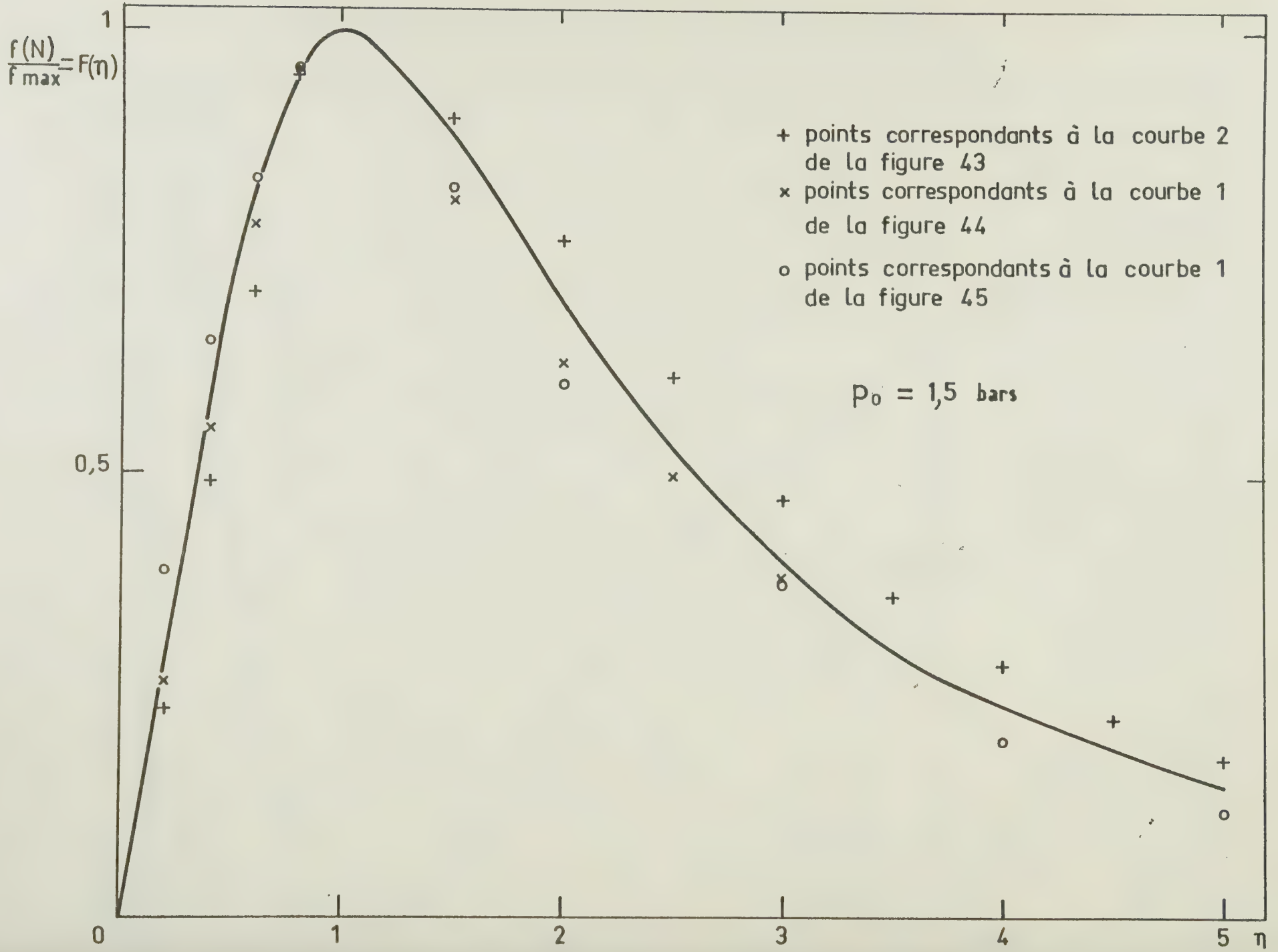


FIG 47 - SPECTRE DE MASSE DES GRANULES [illegible]

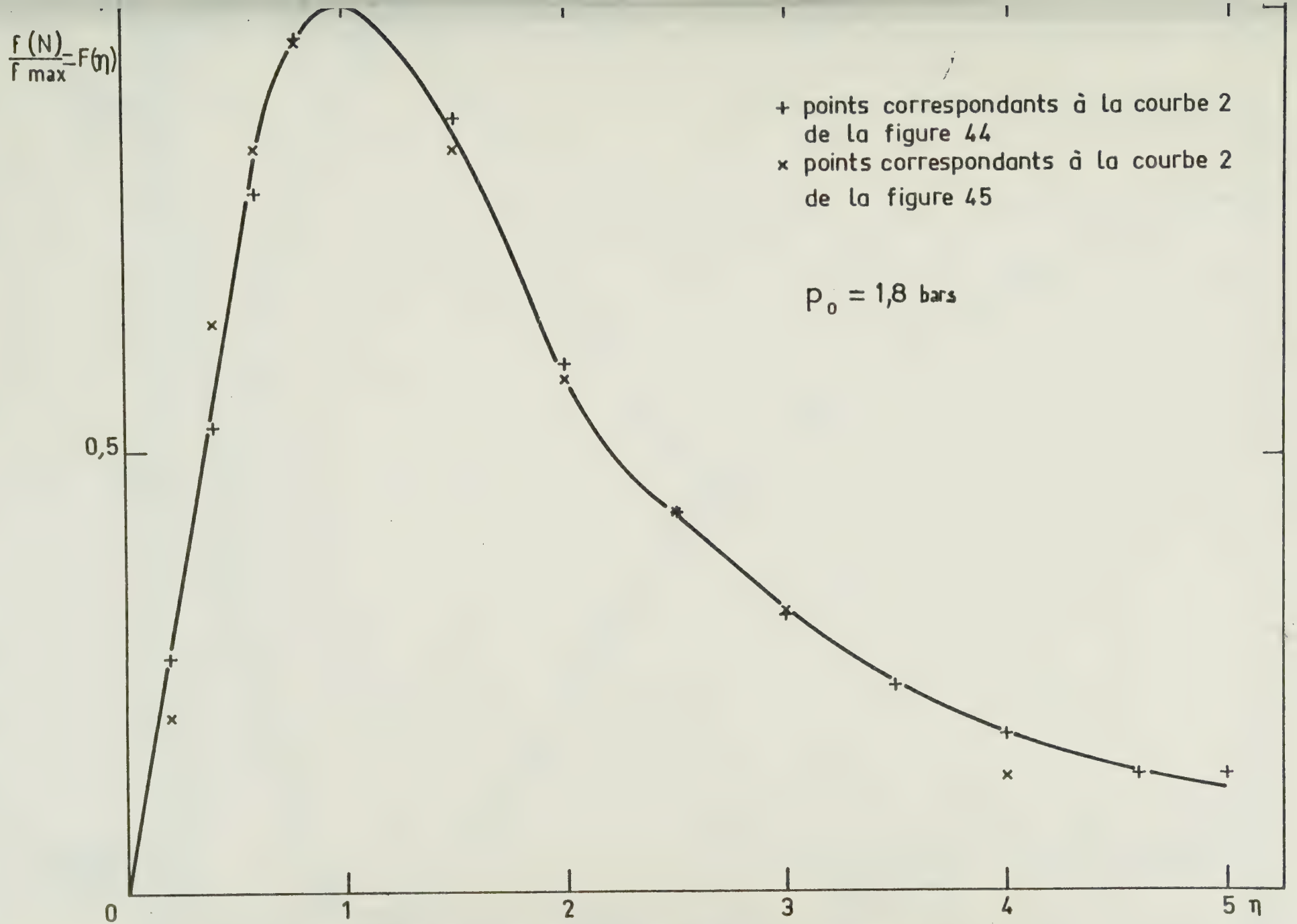


FIG. 48 - SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

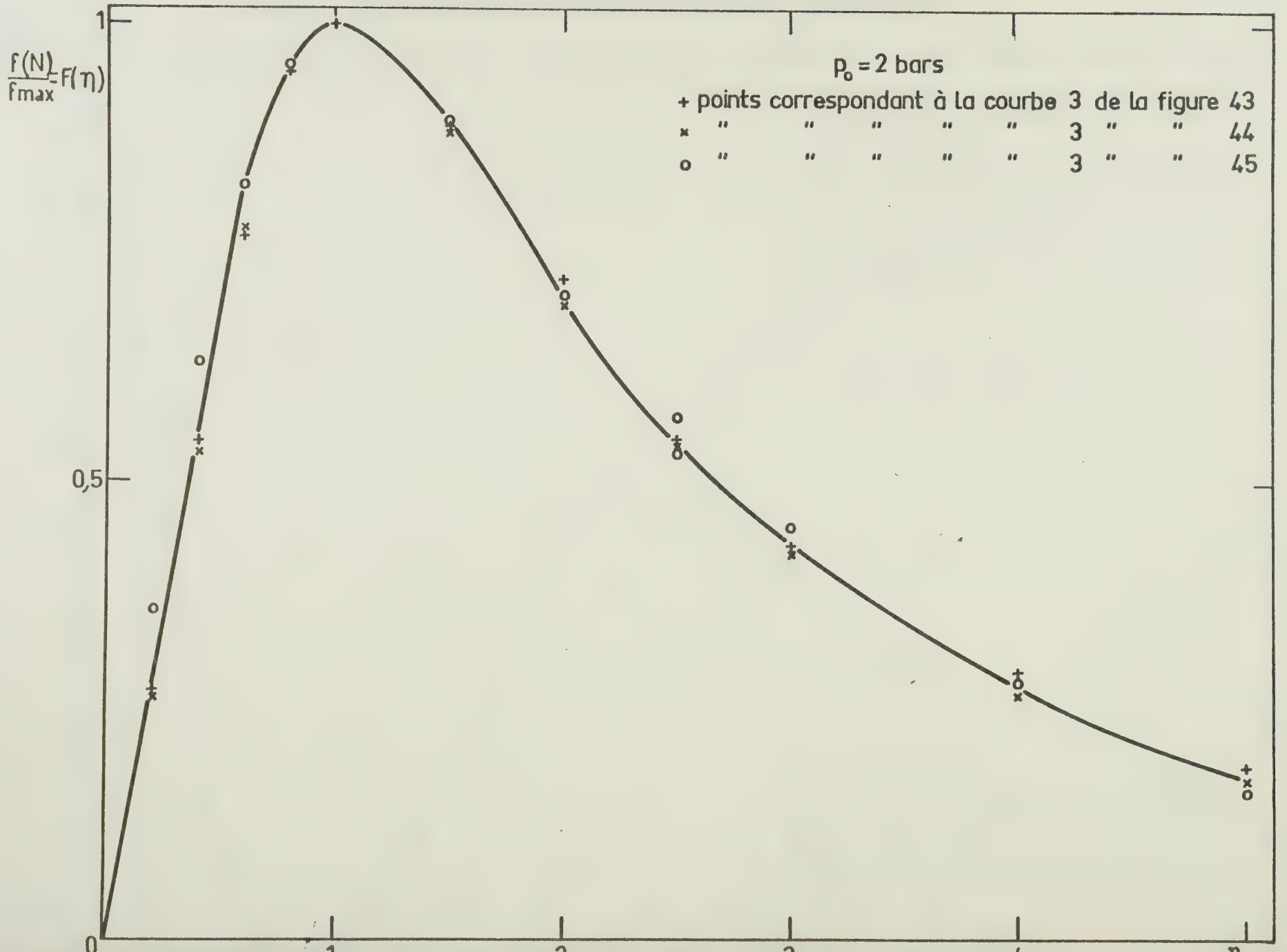


FIG 4.9 - SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

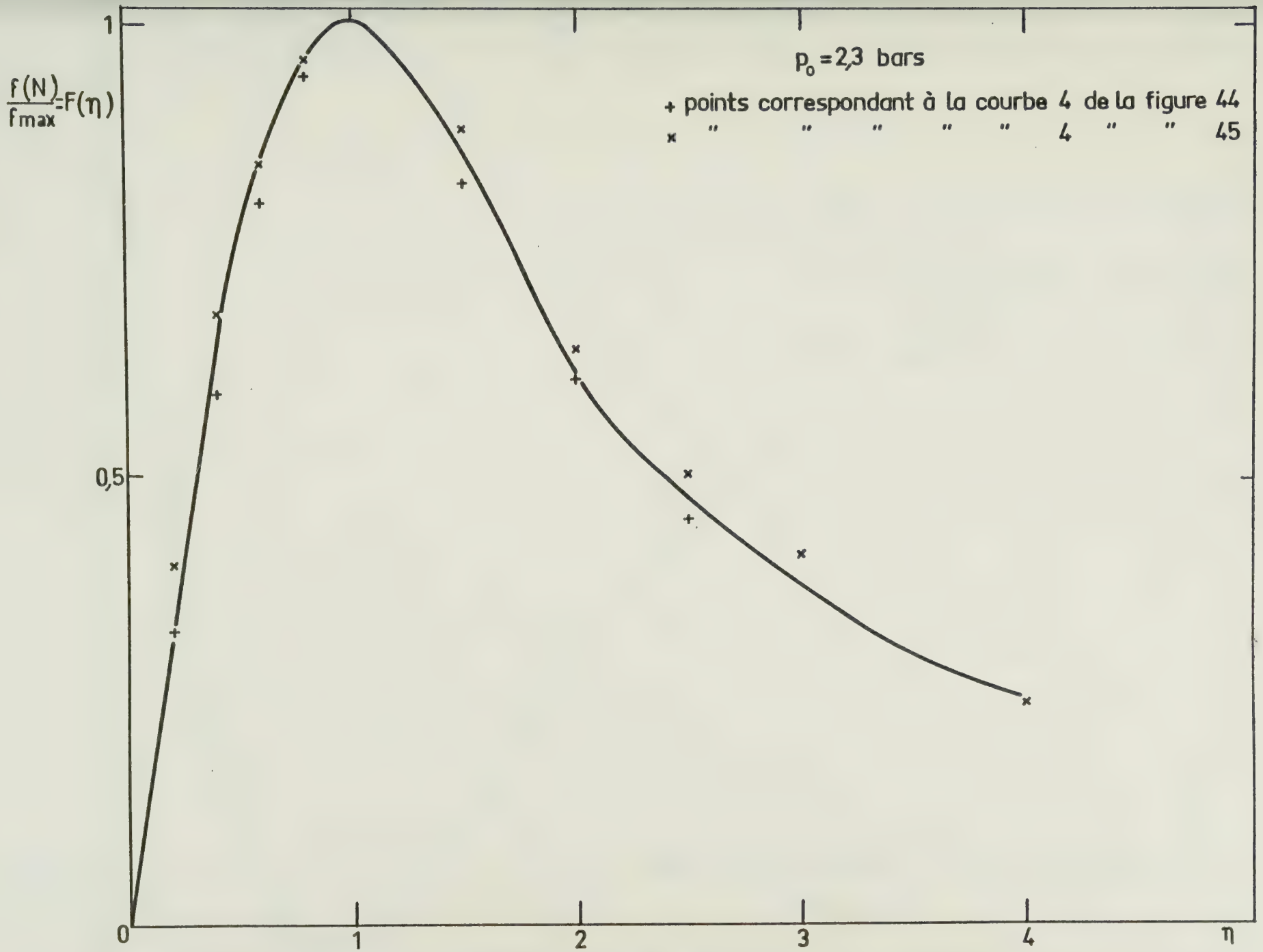


FIG. 50 – SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

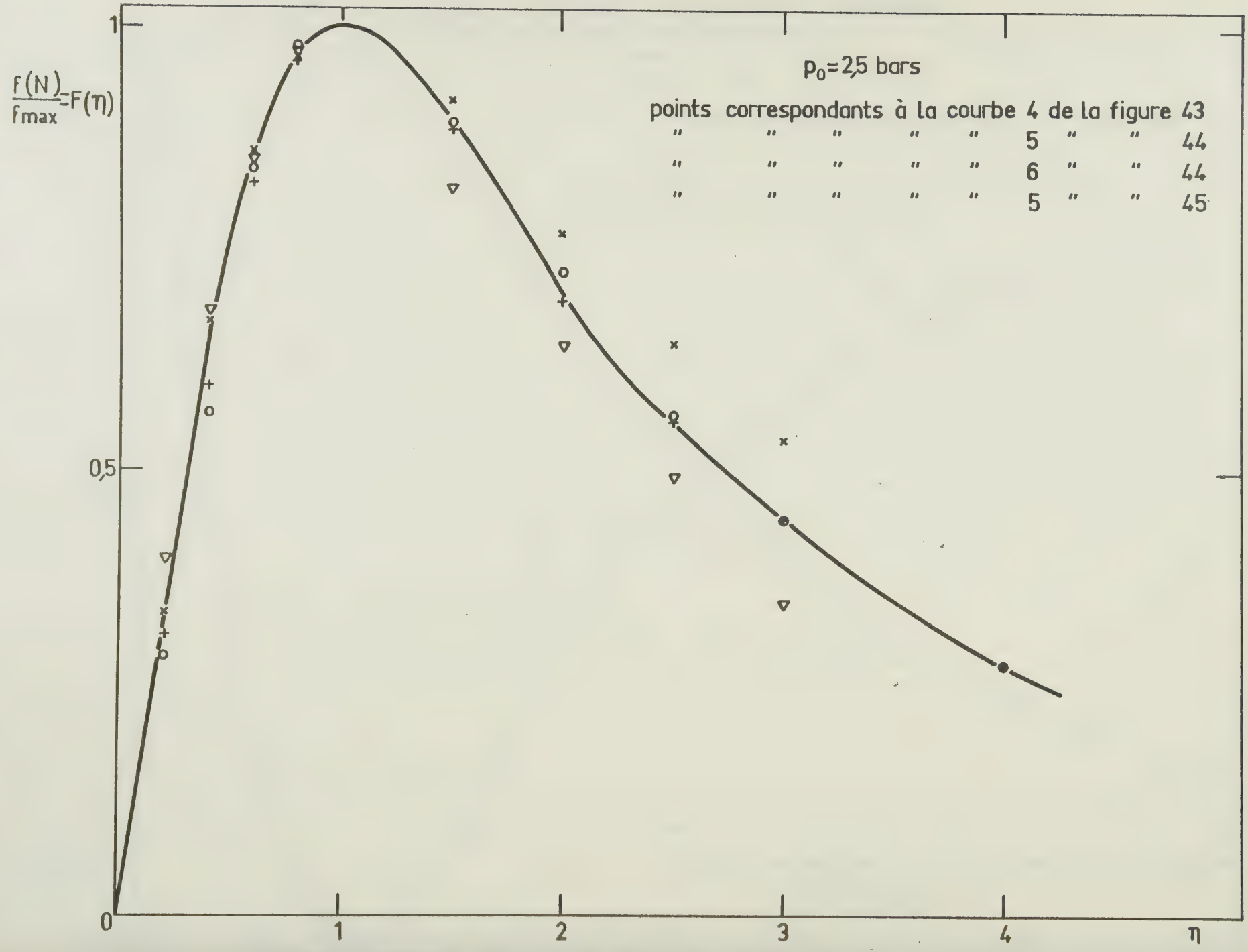


FIG. 51 _ SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

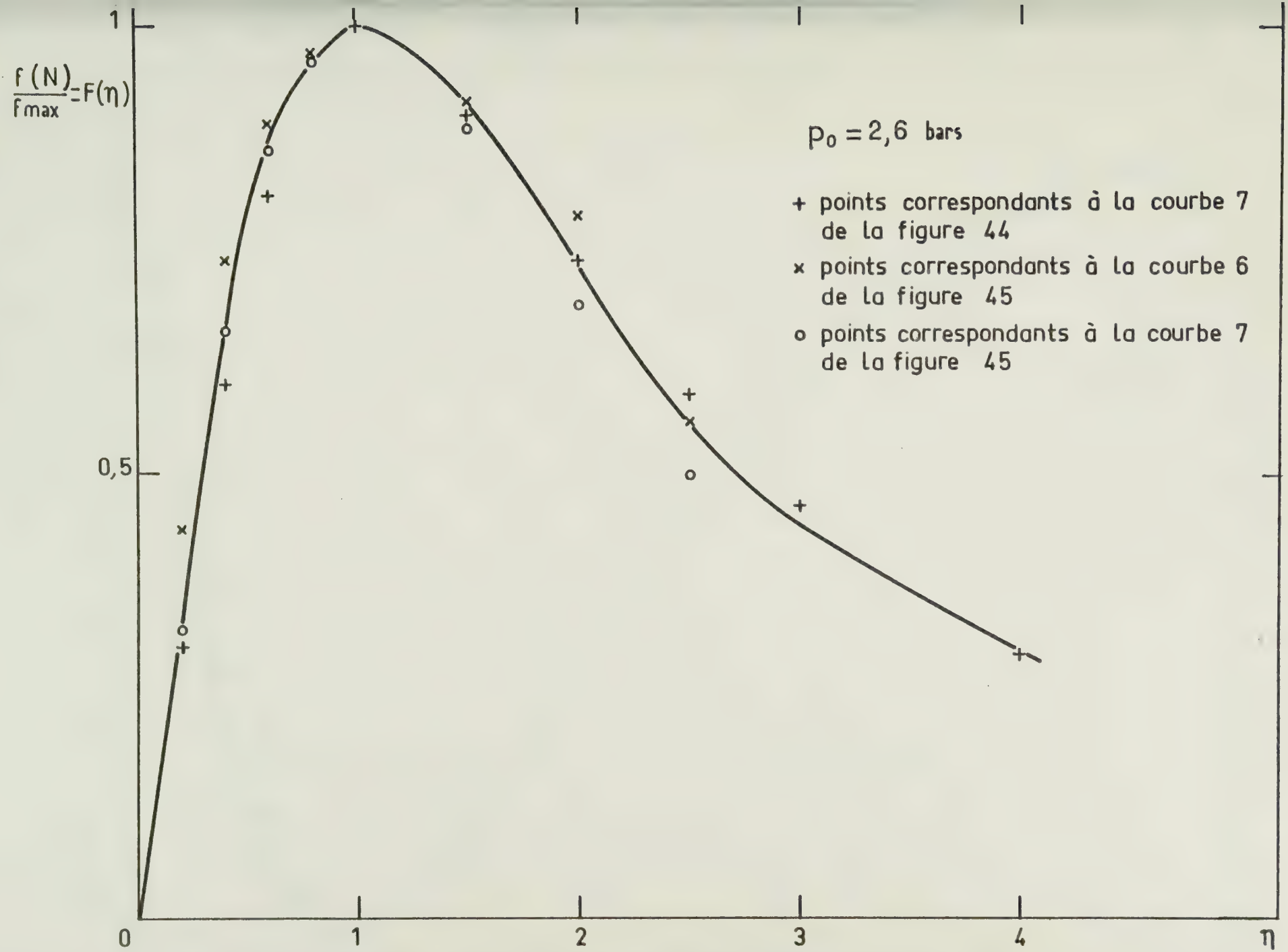


FIG. 52 - SPECTRE DE MASSE DES GRANULES NORMALISE

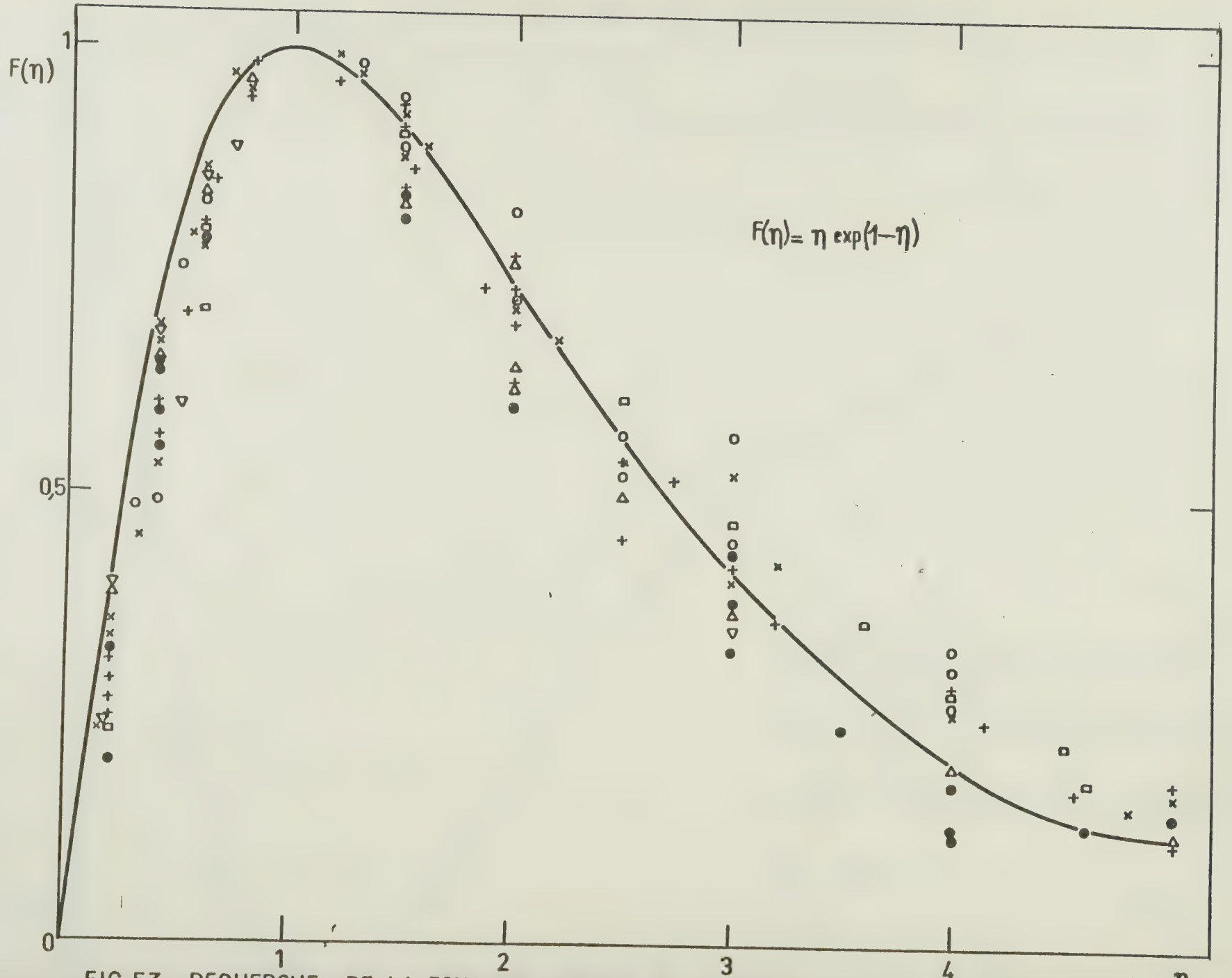


FIG.53_ RECHERCHE DE LA FONCTION ANALYTIQUE RENDANT COMPTE DE L'ENSEMBLE DES SPECTRES DE MASSE DES GRANULES ETUDIES

$$\overline{N} = \frac{\int_0^{\infty} N\, F(\eta)\, d\eta}{\int_0^{\infty} F(\eta)\, d\eta}$$

qui donne :

$$\frac{\overline{N} - N_o}{N_{maxf} - N_o} = 2 \qquad (69)$$

Nous avons reporté, dans le Tableau 4, les valeurs calculées pour $\overline{N}$ dans chaque cas considéré. Nous avons fait figurer dans le tableau la tension d'accélération des électrons grâce auxquels nous avons tracé les spectres de granions à partir desquels nous avons pu calculer $\overline{N}$. Nous constatons que la valeur moyenne calculée $\overline{N}$ n'est pas la même si l'on part de spectres de granions obtenus avec la même pression d'admission p_o sur la buse mais avec des énergies électroniques différentes, et, qu'elle est d'autant plus faible que l'énergie des électrons utilisés pour l'ionisation est plus élevée. Cela doit être dû au fait que, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.2. (formule 61), les électrons plus énergiques peuvent ioniser plusieurs fois le même granule et donc les granules neutres de N molécules vont se retrouver sur le spectre des granions avec des rapports spécifiques $\frac{N}{1}$, $\frac{N}{2}$, $\frac{N}{3}$ ..... ce qui abaisse la valeur moyenne du rapport $\frac{N}{Z}$ et lorsqu'on remonte au spectre f(N) on ne tient pas compte de cette multi-ionisation, donc on décale le spectre vers les valeurs plus faibles de N. On calcule donc un nombre moyen de molécules par granule plus faible que sa valeur réelle dans le jet

de granules initial. Pour essayer d'estimer le nombre de masse moyen vrai, on a extrapolé les courbes $\overline{N}_{expérimental}$ en fonction de l'énergie électronique V_e vers la valeur nulle de celle-ci (voir figure 54). Les valeurs obtenues pour $V_e = 0$ sont alors les suivantes :

$$\left.\begin{array}{lll} \overline{N_o} = 18{,}5.10^3 \text{ molécules} & \text{pour } p_o = 1{,}5 \text{ bars} \\ \overline{N_o} = 21.10^3 \text{ molécules} & \text{pour } p_o = 2 \text{ bars} \\ \overline{N_o} = 25.10^3 \text{ molécules} & \text{pour } p_o = 2{,}5 \text{ bars} \end{array}\right\} \quad (70)$$

En fait, ces valeurs ne sont que de simples estimations et il aurait peut-être fallu plus de données en fonction de V_e pour les tenir pour correctes.

Essayons de tenir compte du fait que le nombre moyen de charges produites par un électron est supérieur à 1 en considérant la probabilité de multi-ionisation d'un granule par un électron. La probabilité p_i qu'un électron produise i charges dans un granule de taille N est donnée par la formule (52) dans laquelle $\overline{Z_N}$ a la valeur calculée à partir des formules (61). Si nous décidons alors que le nombre moyen réel de molécules contenues dans les granules, soit $\overline{N}_{réel}$ se calcule à partir des valeurs expérimentales trouvées, et qui figurent dans le tableau 4, de la façon suivante :

$$\overline{N}_{réel} = \frac{\sum_i i\, p_i}{\sum_i p_i} \overline{N}_{expérimental} \quad (71)$$

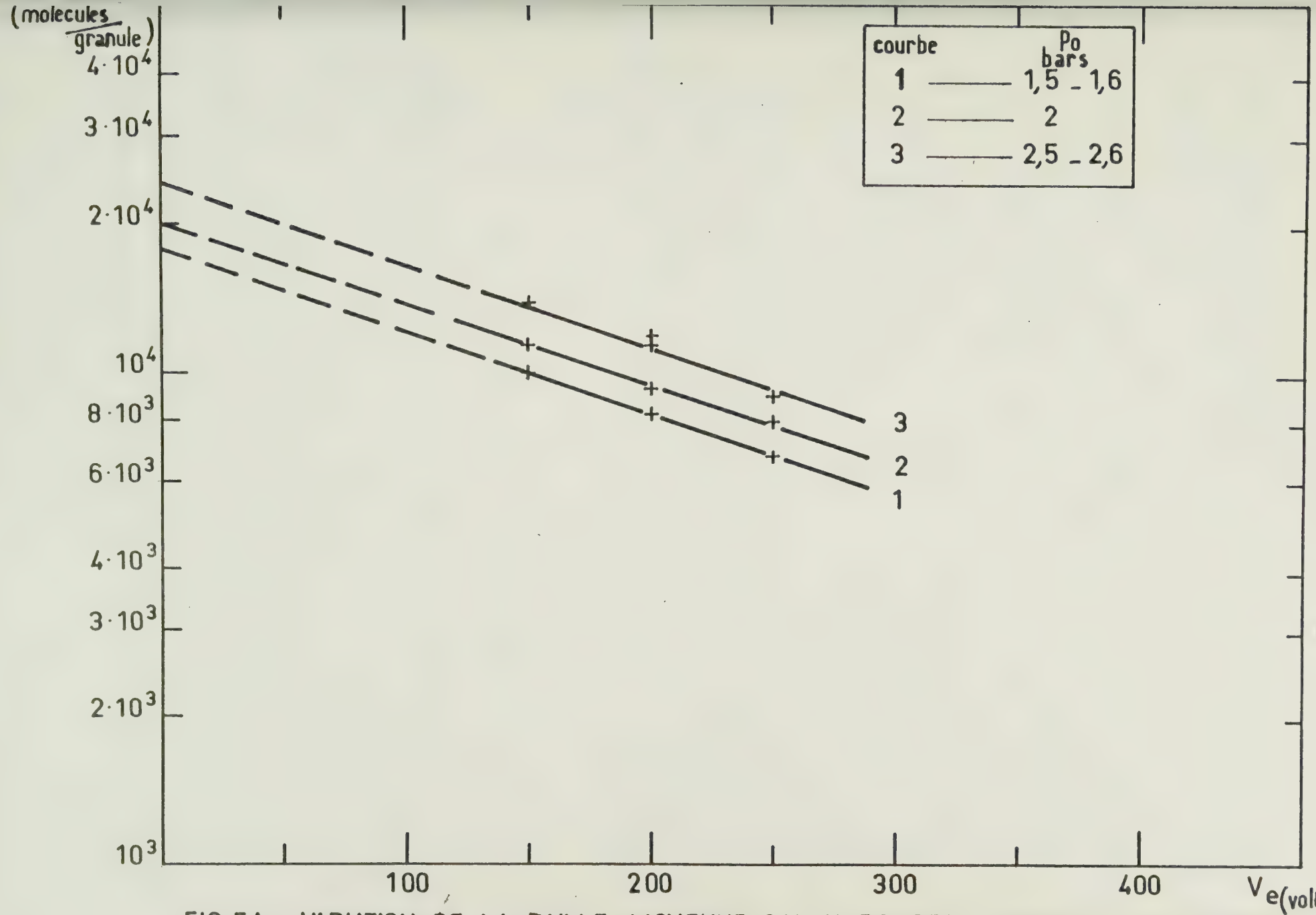


FIG. 54 - VARIATION DE LA TAILLE MOYENNE CALCULEE DES GRANULES EN FONCTION DE L'ENERGIE DES ELECTRONS POUR DIFFERENTES VALEURS DE LA PRESSION p_o

nous obtenons dans chaque cas une valeur que nous avons fait figurer dans le tableau 4. Ce tableau nous montre que les valeurs $\overline{N}_{réel}$ calculées à partir des valeurs $\overline{N}_{exp.}$ pour une même pression p_o sont identiques à 10 % près, on admet alors en prenant la moyenne des trois valeurs calculées pour une même pression que la taille moyenne des granules est :

$$\left.\begin{array}{lll} \overline{N}_{réel} = 19.10^3 \text{ molécules} & \text{pour} & p_o = 1{,}5 \text{ bars} \\ \overline{N}_{réel} = 21.10^3 \text{ molécules} & \text{pour} & p_o = 2 \text{ bars} \\ \overline{N}_{réel} = 26.10^3 \text{ molécules} & \text{pour} & p_o = 2{,}5 \text{ bars} \end{array}\right\} (72)$$

A ces valeurs nous pouvons joindre la valeur $\overline{N}_{réel}$ calculée de la même façon à partir de la valeur expérimentale trouvée en considérant le spectre de granions obtenu pour une pression d'admission p_o = 1 bar, avec une énergie électronique V_e = 170V. Nous trouvons :

$$\overline{N}_{réel} = 10.10^3 \text{ molécules} \quad \text{pour} \quad p_o = 1 \text{ bar} \qquad (73)$$

Comparons tout d'abord les valeurs (72) aux valeurs $\overline{N_o}$ (70) que nous avions trouvées par extrapolation des courbes de la figure 54 : Elles coïncident pratiquement. Or ces valeurs (72) sont calculées en tenant compte du mécanisme de l'ionisation à l'intérieur des canons à électrons, on peut donc supposer qu'elles rendent bien compte de la distribution réelle des granules dans le jet neutre initial. Ceci nous amène à penser que dans la zone des énergies électroniques comprises

entre 0 et 250 eV, la méthode d'extrapolation utilisée est valable.

Il est intéressant maintenant de comparer la valeur (73) à celle que nous avions calculée pour le nombre moyen de molécules contenues dans les jets de granules pour une pression p_o = 760 torrs à partir des courbes d'atténuation des jets neutres, valeur que nous pouvons trouver sur la figure 9 et qui est égale à 9600 molécules par granule. Ceci permet, du fait de la quasi égalité de ces valeurs, de supposer que les hypothèses faites et les calculs du paragraphe 2.1.3. faits pour expliquer l'atténuation des jets neutres condensés, sont valables. Pour cette raison, nous avons reporté sur la même figure 56 les valeurs moyennes calculées à partir des mesures d'atténuation et l'ensemble des valeurs trouvées ici $\overline{N}_{réel}$.

Nous venons de voir dans ce paragraphe, qu'à partir des spectres de granions, nous pouvions remonter à la valeur du nombre de molécules moyen contenues dans les granules des jets neutres initiaux (taille moyenne des granules). Il est possible d'appliquer la formule (71) non plus à la taille moyenne des granules mais à chaque valeur de N pour déduire des spectres de granules tracés à partir des spectres de granions, en utilisant la formule (66), les spectres réels des jets neutres condensés initiaux. Nous avons fait ce calcul pour deux spectres particuliers qui sont ceux donnés par la

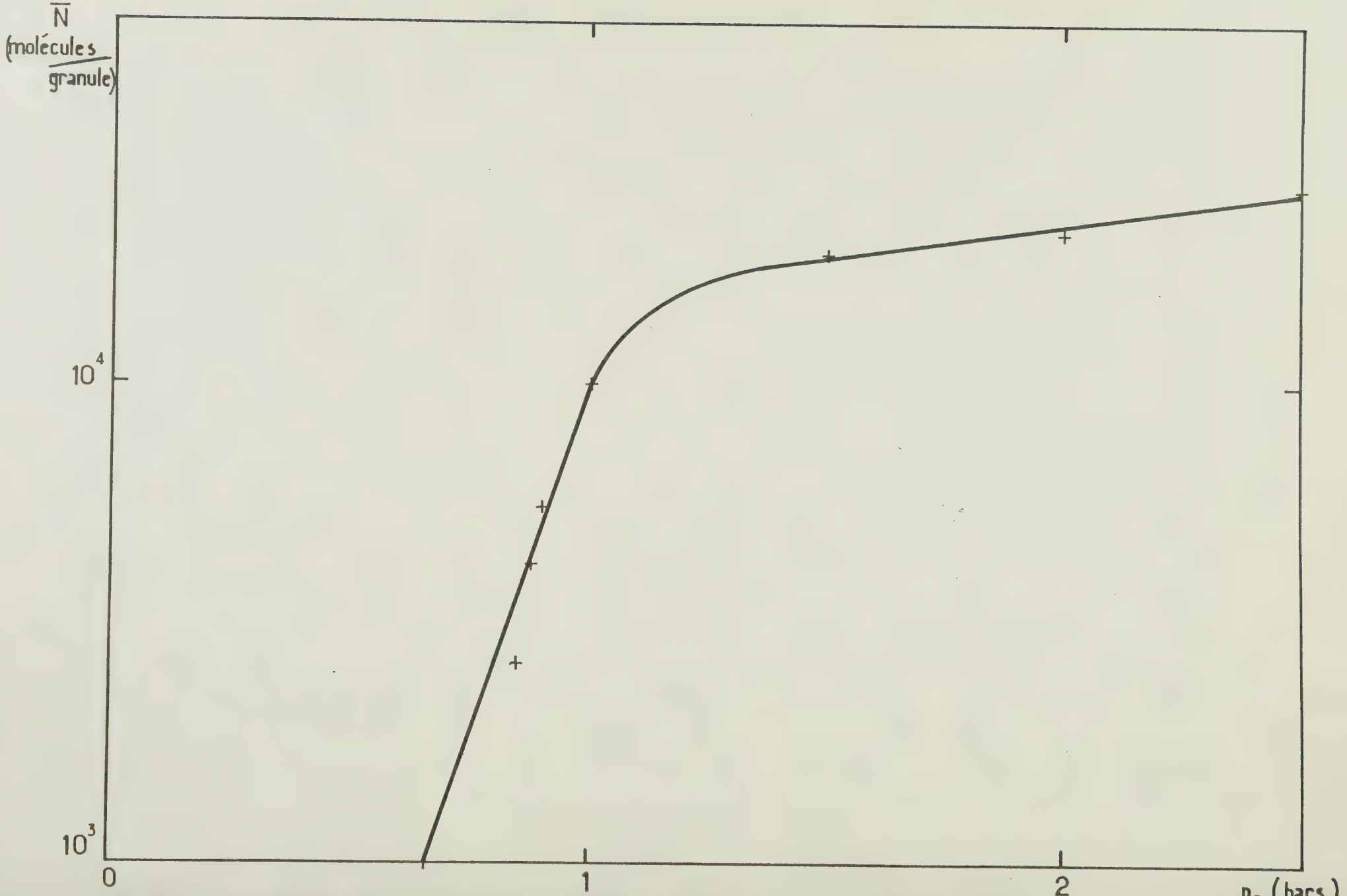


FIG. 56 - VARIATION DE LA TAILLE MOYENNE DES GRANULES EN FONCTION DE LA PRESSION D'ADMISSION DU GAZ SUR

figure 42 et la courbe 3 de la figure 44 (voir figure 55). Nous constatons que les spectres de granules réels sont beaucoup plus déplacés vers les grandes valeurs de N et plus étalés que ceux que nous avions calculés directement à partir des spectres de granions correspondants grâce à la formule (66). Celle-ci ne tient pas compte de la possibilité qu'ont les granions de porter plusieurs charges; or, dans le domaine des masses étudiées, le nombre moyen des charges que peuvent porter les granions varie de 1 à 2,5 pour les énergies électroniques utilisées. Toutefois, comme nous l'avons souligné dans la troisième partie de notre travail, ces valeurs sont surestimées et les spectres "réels" de la figure 55, s'ils rendent finalement bien compte de l'allure générale des spectres de granules neutres, doivent un peu surévaluer le domaine d'étendue des masses de ces derniers. C'est-à-dire qu'on doit imaginer que les maxima des spectres de granules neutres doivent, en fait, pour les conditions expérimentales de la figure 55, se trouver situés respectivement entre ceux des courbes A_1 et A_2 d'une part, B_1 et B_2 d'autre part, et donc se trouver décalés légèrement vers les valeurs plus faibles de N que les spectres "réels" A_1 et B_1 tracés ici.

Nous pouvons donc comparer l'allure de ces spectres, traduite par la fonction (68), à celle des spectres obtenus par l'équipe de H. Falter [34]; nous constatons qu'elles sont sensiblement semblables. Nous avons reporté, pour cela, sur la figure 53a, d'une part la fonction $N^{5/6}e^{-aN}$ trouvée

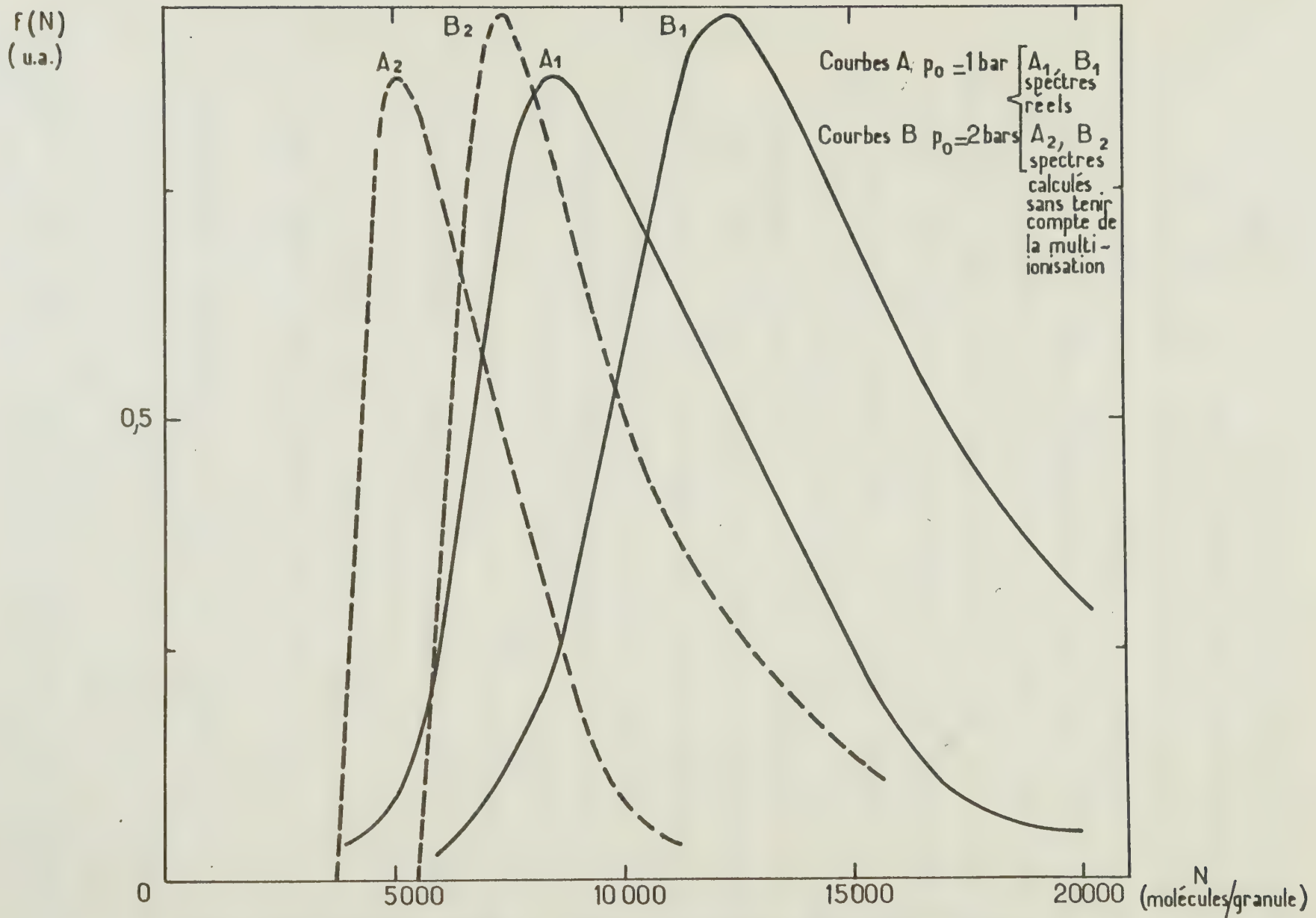


FIG.55_SPECTRES DES GRANULES NEUTRES OBTENUS POUR DEUX VALEURS DE LA PRESSION D'ADMISSION DU GAZ p_0

EN POINTILLES = SPECTRES CALCULES DIRECTEMENT A PARTIR DES SPECTRES DE GRANIONS CORRESPONDANTS

EN TRAIT PLEIN = SPECTRES REELS CALCULES EN TENANT COMPTE DE LA POSSIBILITE DE MULTI-IONISATION

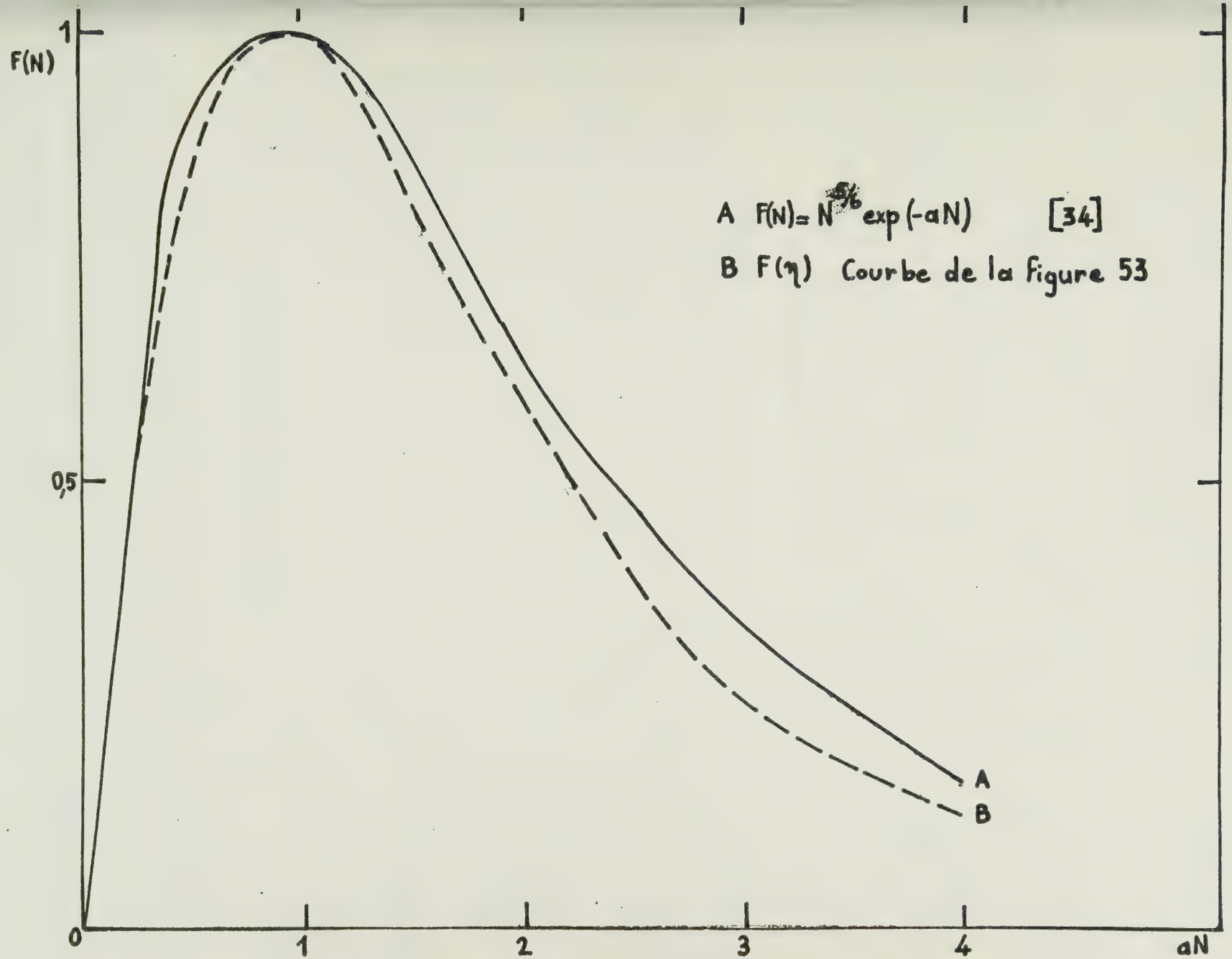


FIG.53a - COMPARAISON DE LA FONCTION RENDANT COMPTE DES SPECTRES ETUDIES (B)
ET DE CELLE TROUVEE PAR L'EQUIPE DE CHERCHEURS ALLEMANDS [34] (A)

dans [34], et, d'autre part la courbe de la figure 53 tracée à partir de nos mesures, en y changeant l'unité des abscisses. Nous trouvons que les deux courbes sont pratiquement confondues. Or la méthode utilisée ici est totalement différente de celle utilisée par H. Falter et ses collaborateurs. D'une part nous nous sommes attachés à ne pas accélérer ni extraire les granions formés, afin de ne pas modifier leur vitesse et d'éviter de favoriser ainsi certaines masses aux dépens d'autres,ceci impliquant un affaiblissement du rendement nous avons donc dû imaginer un appareillage permettant des mesures précises sur des jets peu intenses, d'autre part la méthode de comptage utilisée évite les phénomènes d'émission secondaire qui peuvent se produire par impact des granions sur une cible et entrainer des erreurs sur l'évaluation des courants ioniques recueillis, erreurs qui se répercutent au niveau des spectres. Enfin, alors que dans la méthode de contrechamp décrite dans [34],[49],[50] et [51], qui était jusqu'à présent la seule à notre connaissance à pouvoir donner une distribution quantitative valable des granions et des granules, les spectres de granions doivent être recalculés par différentiation des courbes intégrales directement mesurées, ceci entrainant forcément un manque de précision, le système d'étude proposé ici permet la mesure directe du nombre de granions de rapport spécifique $\frac{N}{Z}$ donné, c'est-à-dire qu'il a le gros avantage de fournir directement la représentation des spectres de granions.

CINQUIEME PARTIE

MULTI-IONISATION DES GRANULES

L'étude des spectres de granules, faite dans le chapitre précédent, nous a montré que la probabilité pour un granule d'être ionisé plusieurs fois par le même électron était importante et que le nombre moyen de charges que peuvent porter des granules dont la taille s'étend sur un domaine de 3.10^3 à 3.10^4 molécules par granule, varie de 1 à 3.

Cette partie doit servir de preuve à cette affirmation si nous constatons expérimentalement la multi-ionisation. Comme il ne nous est pas possible de séparer les granions de rapports $\frac{N}{Z}$ égaux, donc des granions de tailles spécifiques $\frac{N}{Z}$, $\frac{2N}{2Z}$, ..., $\frac{kN}{kZ}$, nous recherchons ici l'influence d'un bombardement électronique sur des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ en étudiant le spectre obtenu après cette deuxième ionisation. Nous cherchons aussi comment varie ce spectre lorsqu'on fait varier l'intensité du courant d'émission électronique.

5.1. Dispositif expérimental.

Au dispositif expérimental du chapitre 4 précédent pour l'étude des spectres des granions, nous devons adjoindre un ioniseur pour bombarder par des électrons les granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné sortant du déflecteur D et un déflecteur pour analyser, en fonction de leur taille spécifique, les granions

qui sortent de ce nouvel ioniseur. Le schéma de l'ensemble de cet appareil est montré sur la figure 11. Les canons à électrons E et E' ont ici la configuration de la figure 26.

Le principe de cette étude est le suivant : La tension de déflection V_1, appliquée à l'électrode centrale du déflecteur D, et les caractéristiques de l'émission électronique dans le canon E restant fixes (les granions sortant de D ont un rapport $\frac{N}{Z}$ de valeur bien définie), on enregistre le signal parvenant au multiplicateur d'électrons tubulaire M en fonction de la tension V_2, appliquée à l'électrode centrale du deuxième déflecteur D', pour différentes valeurs des caractéristiques de l'émission électronique I_{e_2}, V_{e_2} du canon E'. Ceci revient à étudier l'intensité du signal recueilli sur M en fonction du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions sortant du deuxième ioniseur. Lorsque I_{e_2} et V_{e_2} sont nulles, on obtient, bien entendu, la répartition autour de la valeur $\frac{N}{Z}$ fixée par V_1 des granions une fois ionisés (la largeur de cette répartition n'est pas nulle du fait de la largeur finie des fentes des déflecteurs et de leur résolution).

5.2. Résultats des mesures.

Les enregistrements, avec un rapport signal sur bruit supérieur à 1, sont représentés sur les figures 57 à 60. Sur certaines de ces figures, on a aussi tracé la courbe de première ionisation, c'est-à-dire la courbe de dispersion

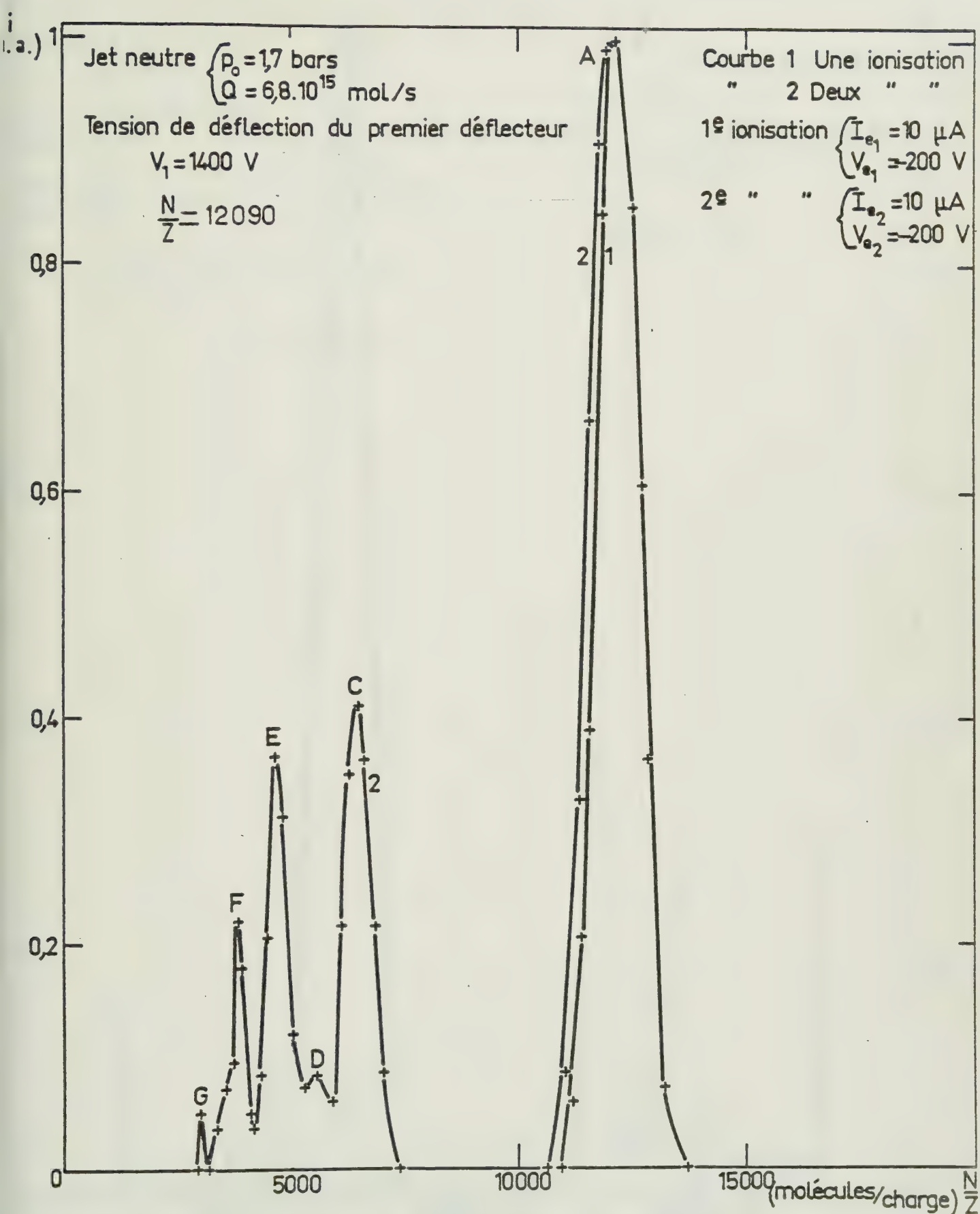


FIG. 57 - SPECTRE OBTENU PAR REIONISATION DES GRANIONS DE RAPPORT $\frac{N}{Z} = 12090$ molécules/charge

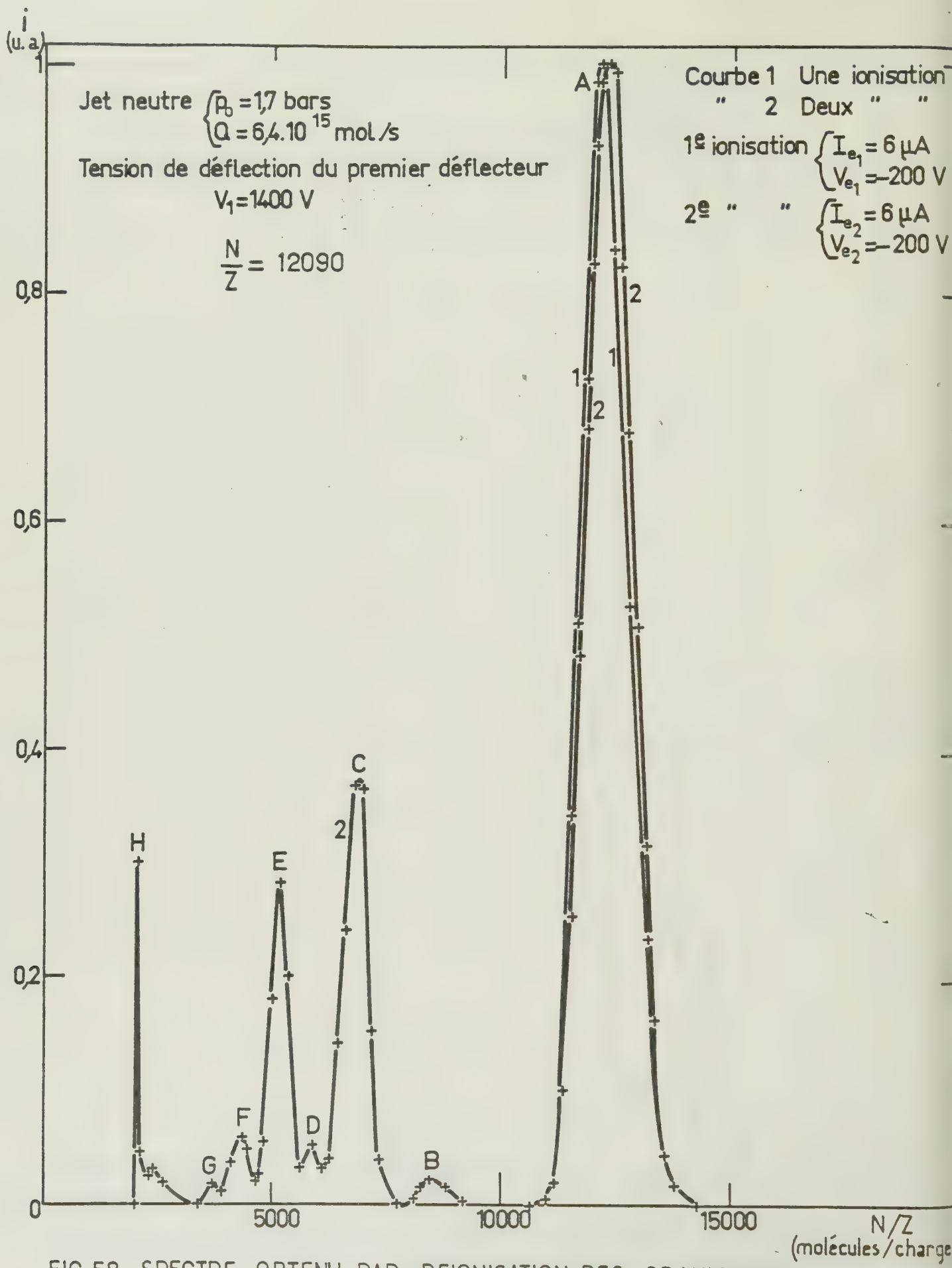


FIG. 58 - SPECTRE OBTENU PAR REIONISATION DES GRANIONS DE RAPPORT $\frac{N}{Z} = 12090$ molécules/charge

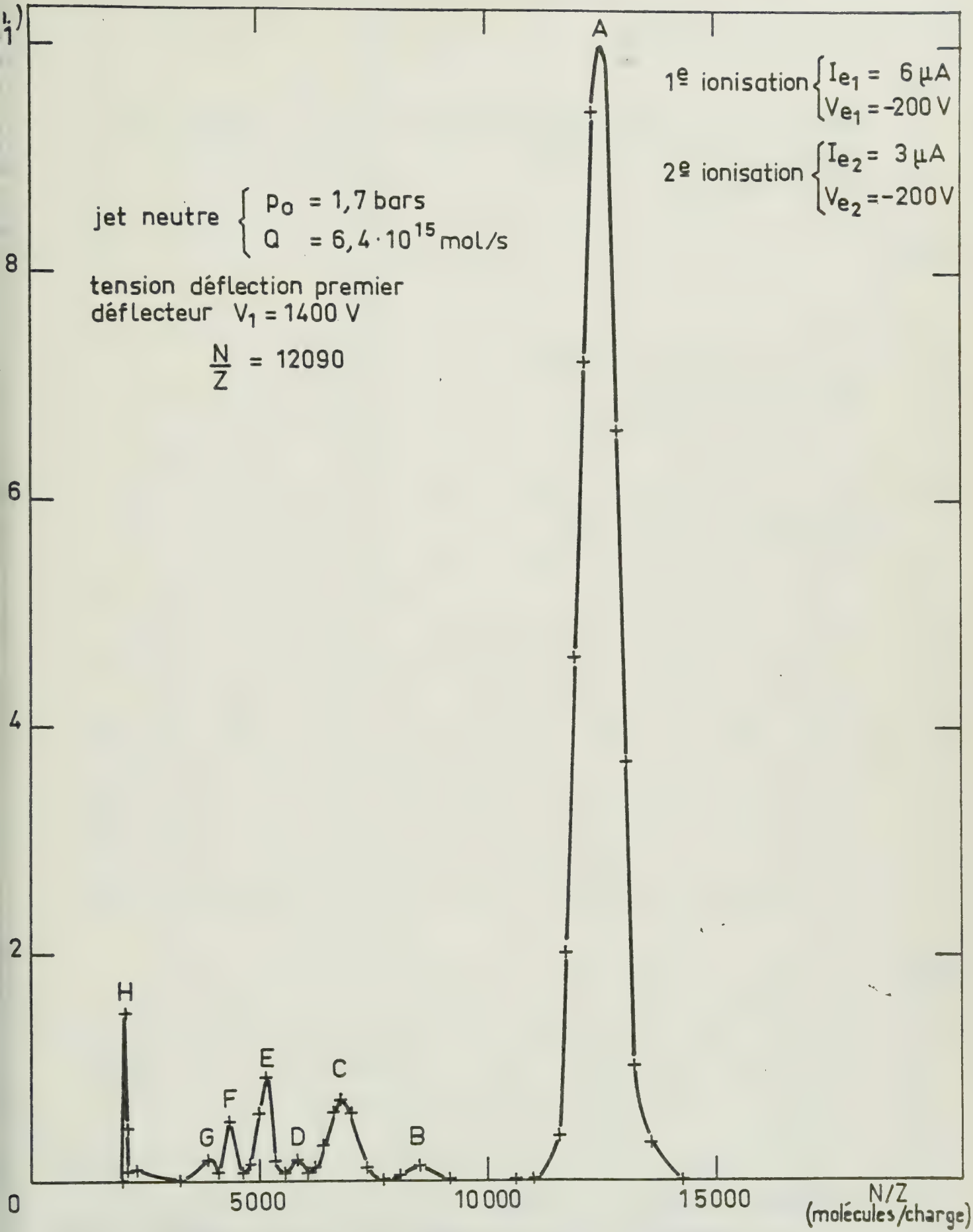


FIG. 59 – SPECTRE OBTENU PAR REIONISATION DES GRANIONS DE RAPPORT $\frac{N}{Z}$ = 12 090 molécules/charge

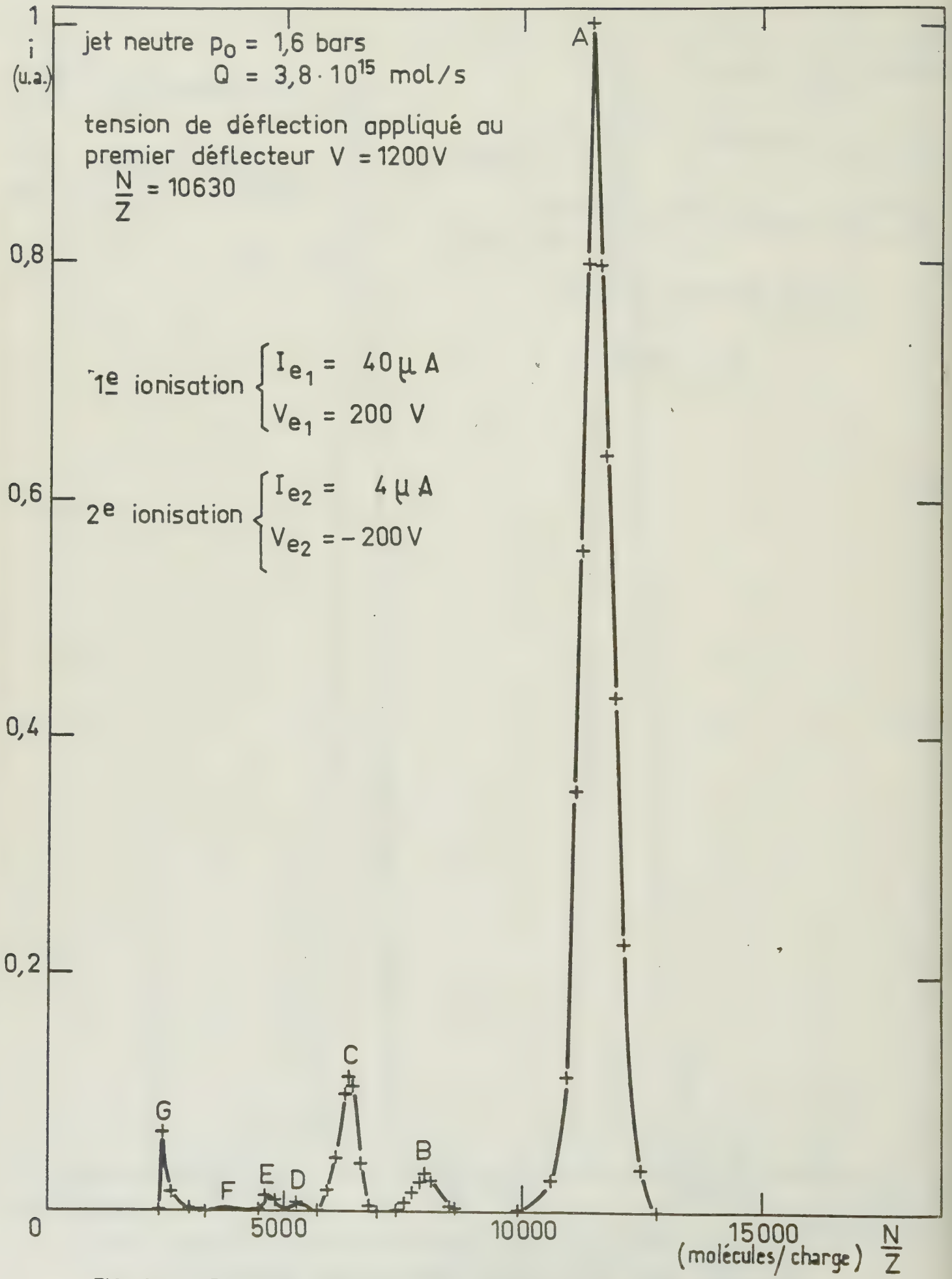


FIG. 60 - SPECTRE OBTENU PAR REIONISATION DES GRANIONS DE RAPPORT $\frac{N}{Z}$ = 10 630 molécules/charge

du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions sortant du déflecteur D autour de la valeur correspondant à la tension V_1 appliquée à celui-ci. Toutes les courbes tracées sont normées à la valeur du signal maximal obtenu pour chacune d'elles.

Les figures 57, 58, 59 correspondent à des granions qui ont, à la sortie du déflecteur D, un rapport $\frac{N}{Z}$ de valeur moyenne 12 100 molécules par charge. Sur les courbes de deuxième ionisation, on a noté A, B, C ... les pics successifs obtenus, à partir de la droite. Sur ces courbes, le pic A est le pic principal correspondant aux granions de rapport $\frac{N}{Z}$ non réionisés, on peut supposer qu'il correspond en fait à la superposition d'ions de rapports $\frac{N}{Z}$, $\frac{2N}{2Z}$. Les pics B, C, D, E, F, G peuvent être attribués respectivement aux granions de rapports : $\frac{2N}{3Z}$ (pic non visible sur la figure 57), $\frac{N}{2Z}$, $\frac{2N}{5Z}$, $\frac{N}{3Z}$, $\frac{N}{4Z}$, $\frac{N}{5Z}$. Puis pour les faibles valeurs de la tension de déflection V_2, donc pour les faibles valeurs de $\frac{N}{Z}$, on remarque sur les courbes 58 et 59 un pic assez important qu'on peut attribuer aux fragments provenant de la cassure des granions.

La figure 60 correspond à des granions ayant à la sortie du déflecteur D un rapport $\frac{N}{Z}$ de 10 600 molécules par charge; nous y retrouvons les mêmes pics que sur les autres figures. Nous avons essayé de tracer des spectres du même type pour des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ inférieur à 8000 molécules par charge, mais alors le bruit de fond était toujours très supérieur aux signaux en dehors du pic principal.

Il est intéressant de comparer les figures 58 et 59 qui ont été faites dans les mêmes conditions sauf l'intensité du courant d'émission du deuxième canon à électrons qui vaut 3 µA pour la figure 59 et 6 µA pour la figure 58. On a reporté ces deux courbes sur la figure 61. On constate que l'intensité des pics est plus faible lorsque le courant d'émission est plus faible, mais les rapports des maxima des pics correspondants ne sont pas égaux. D'autre part, en comparant les intensités des pics B et C, qui correspondent respectivement aux granions $\frac{2N}{3Z}$ et $(\frac{N}{2Z} + \frac{2N}{4Z})$ issus de $\frac{2N}{2Z}$ et $(\frac{N}{Z} + \frac{2N}{2Z})$, nous pouvons déduire que la proportion de granions $\frac{2N}{2Z}$ sortant de D est plus faible que celle des granions $\frac{N}{Z}$.

L'étude de ces spectres nous montre donc qu'on peut trouver des granions portant jusqu'à 5 charges élémentaires et que la multi-ionisation est un fait réel dont il faut effectivement tenir compte. Nous allons maintenant essayer d'obtenir plus d'informations à partir de ces spectres et en particulier nous pouvons espérer calculer à partir d'eux les sections efficaces d'ionisation des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné.

5.3. Calcul des sections efficaces d'ionisation des granions.

Considérons un granion contenant N molécules d'azote et portant Z charges élémentaires, il sort du déflecteur D et pénètre à l'intérieur du canon à électrons E' où il tra-

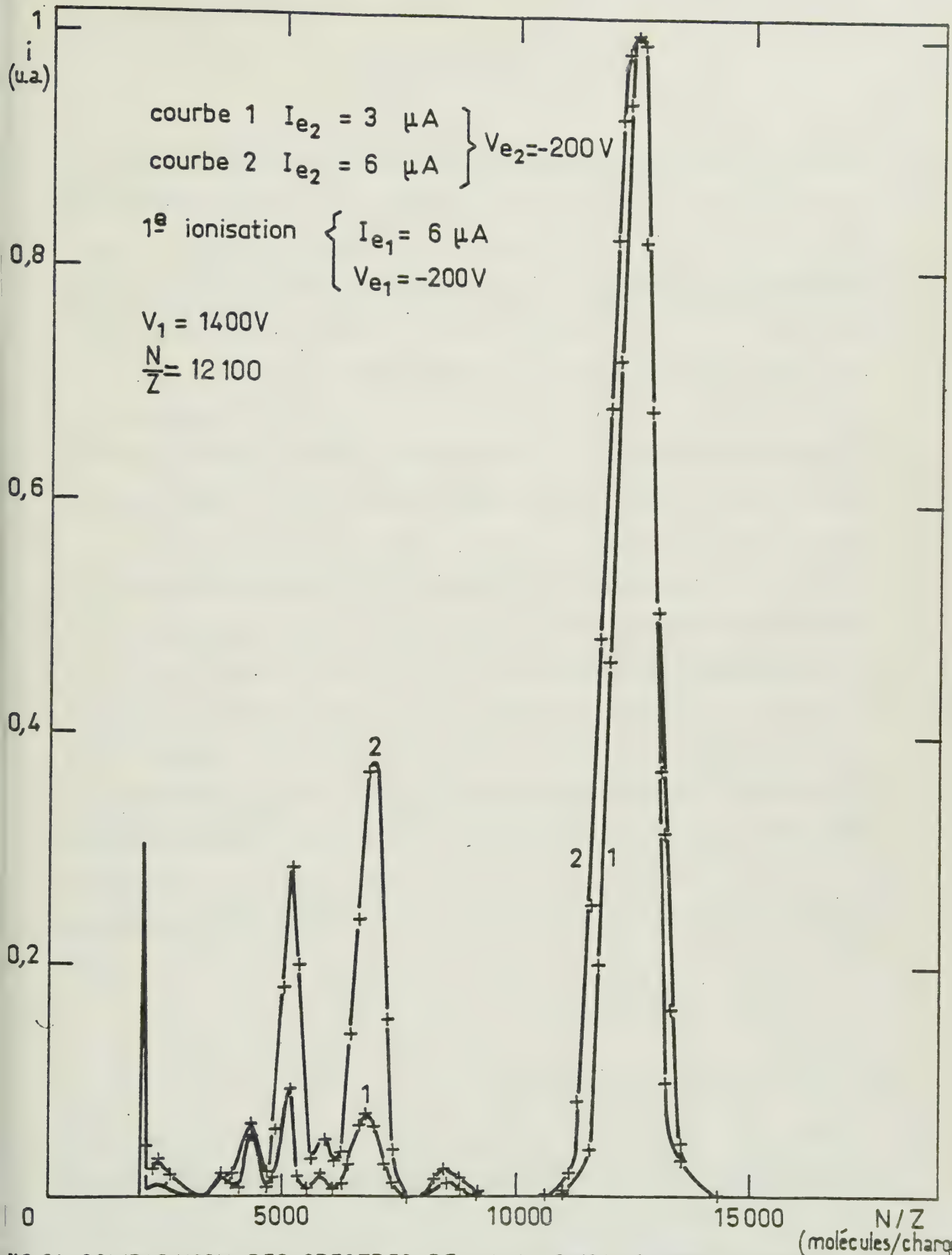


FIG.61_COMPARAISON DES SPECTRES DE MULTI-IONISATION DE GRANIONS DE RAPPORT N/Z=12 100 molécules/charge OBTENUS POUR DEUX VALEURS DIFFERENTES DU COURANT D'EMISSION ELECTRONIQUE DE DEUXIEME IONISATION

verse une cible électronique de longueur l_e, de densité n_e et d'énergie W_e (vitesse des électrons v_e). Si $v_{N/Z}$ est la vitesse du granion, n_o sa densité moléculaire, σ_N sa section géométrique et $\sigma(W_e)$ la section efficace d'ionisation de la molécule d'azote, le nombre moyen d'ionisations Z_N produites par l'électron primaire à l'intérieur du granion est donné par la formule (51), la probabilité p_i qu'un tel électron a de produire exactement i ionisations dans le granion est donnée par la formule (52). Les formules (47) et (48) nous donnent respectivement le nombre moyen $T_{N/Z}$ de collisions subies par le granion à l'intérieur de la cible électronique et la probabilité P_k pour le granion de subir exactement k collisions dans cette cible.

Si $I_{o,N/Z}$ est le nombre de granions de rapport $\frac{N}{Z}$ sortant du déflecteur D et $I_{N/Z}$ le nombre de ceux-ci qui ressortent de E' sans avoir subi d'ionisation supplémentaire:

$$\frac{I_{N/Z}}{I_{o,N/Z}} = P_o+P_1(p_o)^1+..+P_k(p_o)^k+.. = e^{-T_{N/Z}} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(T_{N/Z}\, e^{-Z_N})^j}{j!}$$

$$\frac{I_{N/Z}}{I_{o,N/Z}} = \exp\left\{- T_{N/Z}\left[1 - \exp(-Z_N)\right]\right\} \qquad (74)$$

Or nous pouvons aussi écrire :

$$\frac{I_{N/Z}}{I_{o,N/Z}} = \exp\left(- n_e\ \sigma_{i,N/Z}\ \frac{v_e}{v_{N/Z}}\ l_e \right) \qquad (75)$$

où $\sigma_{i,N/Z}$ désigne la section efficace d'ionisation du granion

de rapport $\frac{N}{Z}$. Par comparaison des formules (74) et (75) nous trouvons :

$$n_e \sigma_{i,N/Z} \frac{v_e}{v_{N/Z}} l_e = T_{N/Z} \left[1-\exp(-Z_N)\right] = n_e \sigma_N \frac{v_e}{v_{N/Z}} l_e \left[1-\exp(-Z_N)\right]$$

$$\sigma_{i,N/Z} = \sigma_N \left(1 - e^{-Z_N} \right) \qquad (76)$$

Essayons d'utiliser ces formules pour calculer directement $\sigma_{i,N/Z}$ à partir des spectres de multi-ionisation.

Supposons que l'on puisse considérer qu'il sort du déflecteur D: $I_{o,N,1}$ granions de N molécules portant 1 charge et $I_{o,2N,2}$ granions de 2N molécules porteurs de 2 charges, et que le nombre de granions de même rapport $\frac{kN}{k}$ mais portant $k > 2$ charges soit négligeable devant $I_{o,N,1}$ et $I_{o,2N,2}$. Les intensités $I_{o,N,1}$ et $I_{o,2N,2}$ ne sont pas connues séparément mais leur somme est l'intensité recueillie lorsque les paramètres de l'émission électronique du canon E' sont nuls : Intensité correspondant à la courbe de première ionisation soit :

$$I_{o,N/1} = I_{o,N,1} + I_{o,2N,2} \qquad (77)$$

Ces granions traversent dans le deuxième canon E' une cible électronique de densité n_e non nulle, ils peuvent donc y subir de nouvelles ionisations , et, à la sortie du déflecteur D', on obtient une nouvelle répartition des granions.

Considérons les figures 58 à 60 :

- Le pic A correspond aux granions $\frac{N}{1}$ et $\frac{2N}{2}$ non réionisés dans E', son intensité vaut :

$$I_{N/1} = I_{N,1} + I_{2N,2} \qquad (78)$$

$$\frac{I_{N,1}}{I_{o,N,1}} = \exp\left[-T_{N/1}(1-e^{-Z_N})\right] = \exp(-T_{N/1}\frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}) \qquad (79)$$

$$\frac{I_{2N,2}}{I_{o,2N,2}} = \exp\left[-T_{2N/2}(1-e^{-Z_{2N}})\right] = \exp(-T_{2N/2}\frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}) \qquad (80)$$

$\sigma_{i,N/1}$ et $\sigma_{i,2N/2}$ sont les sections efficaces d'ionisation des granions dont les rapports spécifiques valent respectivement $\frac{N}{1}$ et $\frac{2N}{2}$.

- Le pic B correspond aux granions qui, à la sortie de E', ont pour rapport $\frac{2N}{3}$, donc aux granions de 2N molécules qui ont subi une seule ionisation dans E', son intensité est donnée par :

$$\frac{I_{2N,3}}{I_{o,2N,2}} = P_{1\ 2N/2} \cdot p_{1\ 2N} + \ldots + P_{k\ 2N/2} \cdot p_{1\ 2N}(p_{o\ 2N})^{k-1} + \ldots$$

$$\frac{I_{2N,3}}{I_{o,2N,2}} = Z_{2N} \exp(-T_{2N/2})\left\{\exp\left[T_{2N/2}(1-\frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}})\right] - 1\right\} \qquad (81)$$

- Le pic C correspond aux granions qui, à la sortie de E', ont pour rapport $\frac{N}{2}$, donc aux granions de N molécules portant une charge qui ont subi une ionisation dans E' et aux granions de 2N molécules portant deux charges qui en ont subi deux. L'intensité de ce pic vaut :

$$I_{N/2} = I_{N,2} + I_{2N,4} \qquad (82)$$

$$\frac{I_{N,2}}{I_{o,N,1}} = Z_N \exp(-T_{N/1}) \left\{ \exp\left[T_{N/1} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}\right)\right] - 1 \right\} \qquad (83)$$

$$\frac{I_{2N,4}}{I_{o,2N,2}} = P_{1\ 2N/2} \cdot P_{2\ 2N} + \ldots + P_{k\ 2N/2}\ P_{2\ 2N} (P_{o\ 2N})^{k-1} + (P_{1\ 2N})^2 (P_{o\ 2N})^{k-2} +$$

$$\frac{I_{2N,4}}{I_{o,2N,2}} = Z_{2N}^2 \exp(-T_{2N/2}) \left\{ \left[\frac{1}{2!} + \frac{1}{(1!)^2} \right] \left[\exp T_{2N/2} \left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right) - 1 \right] - \frac{1}{(1!)^2} \frac{T_{2N/2}}{1!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right) \right\} \qquad (84)$$

- Le pic D correspond aux granions qui, à la sortie de E', ont pour rapport $\frac{2N}{5}$, donc aux granions de 2N molécules portant deux charges qui subissent trois ionisations dans E', obtenues soit par trois collisions une fois ionisantes, soit par deux collisions l'une donnant une ionisation, l'autre deux ionisations, soit

par une seule collision donnant une ionisation triple; son intensité est donnée par :

$$\frac{I_{2N,5}}{I_{o,2N,2}} = P_{1\ 2N/2}\cdot P_{3\ 2N} + P_{2\ 2N/2}(P_{3\ 2N}\cdot P_{o\ 2N} + P_{2\ 2N}\cdot P_{1\ 2N}) + \ldots$$
$$\ldots + P_{k\ 2N/2}\ P_{3\ 2N}(P_{o\ 2N})^{k-1} + P_{2\ 2N}\cdot P_{1\ 2N}(P_{o\ 2N})^{k-2} + (P_{1\ 2N})^{3}(P_{o\ 2N})^{k-3} + \ldots$$

$$\frac{I_{2N,5}}{I_{o,2N,2}} = Z_{2N}^{3}\, e^{-T_{2N/2}} \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{1}{3!} + \frac{1}{2!1!} + \frac{1}{(1!)^3}\right]\left[e^{T_{2N/2}}\left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right) - 1\right] \\ -\left[\frac{1}{2!1!} + \frac{1}{(1!)^3}\right]\frac{T_{2N/2}}{1!}\left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right) \\ -\frac{1}{(1!)^3}\,\frac{T_{2N/2}^{2}}{2!}\left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right)^{2} \end{array} \right\} \quad (85)$$

- Le pic E correspond aux granions de rapport $\frac{N}{3}$ donc aux granions $\frac{N}{1}$ qui ont subi deux ionisations dans E' et aux granions $\frac{2N}{2}$ qui en ont subi quatre, son intensité vaut :

$$I_{N/3} = I_{N,3} + I_{2N,6} \quad (86)$$

Les intensités $I_{N,3}$ et $I_{2N,6}$ sont calculées de façon analogue aux précédentes :

$$\frac{I_{N,3}}{I_{o,N,1}} = Z_{N}^{2}\, e^{-T_{N/1}} \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{1}{2!} + \frac{1}{(1!)^2}\right]\left[e^{T_{N/1}}\left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_{N}}\right) - 1\right] \\ -\frac{1}{(1!)^2}\,\frac{T_{N/1}}{1!}\left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_{N}}\right) \end{array} \right\} \quad (87)$$

$$\frac{I_{2N,6}}{I_{o,2N,2}} = Z_{2N}^{4} e^{-T_{2N/2}} \left\{ \left[\frac{1}{4!} + \frac{1}{3!2!} + \frac{1}{(2!)^2} + \frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \left[e^{T_{2N/2}\left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right)} - 1 \right] \right.$$
$$- \left[\frac{1}{3!1!} + \frac{1}{(2!)^2} + \frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \frac{T_{2N/2}}{1!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right)$$
$$- \left[\frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \frac{T_{2N/2}^2}{2!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right)^2$$
$$\left. - \frac{1}{(1!)^4} \frac{T_{2N/2}^3}{3!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}}\right)^3 \right\} \qquad (88)$$

- Le pic F correspond aux granions de rapport $\frac{N}{4}$ et on peut supposer ici qu'il n'est dû qu'aux granions contenant N molécules et une charge trois fois ionisés dans E', son intensité vaut alors :

$$\frac{I_{N,4}}{I_{o,N,1}} = Z_{N}^{3} e^{-T_{N/1}} \left\{ \left[\frac{1}{3!} + \frac{1}{2!1!} + \frac{1}{(1!)^3} \right] \left[e^{T_{N/1}\left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_{N}}\right)} - 1 \right] \right.$$
$$- \left[\frac{1}{2!1!} + \frac{1}{(1!)^3} \right] \frac{T_{N/1}}{1!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_{N}}\right)$$
$$\left. - \frac{1}{(1!)^3} \frac{T_{N/1}^2}{2!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_{N}}\right)^2 \right\} \qquad (89)$$

- De même le pic G peut être attribué aux granions contenant N molécules et portant 5 charges :

$$\frac{I_{N,5}}{I_{o,N,1}} = Z_N^4 e^{T_{N/1}} \left\{ \left[\frac{1}{4!} + \frac{1}{3!1!} + \frac{1}{(2!)^2} + \frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \left[e^{T_{N/1}} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}\right) - 1 \right] \right.$$
$$- \left[\frac{1}{3!1!} + \frac{1}{(2!)^2} + \frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \frac{T_{N/1}}{1!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}\right)$$
$$- \left[\frac{1}{2!(1!)^2} + \frac{1}{(1!)^4} \right] \frac{T_{N/1}^2}{2!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}\right)^2$$
$$\left. - \frac{1}{(1!)^4} \frac{T_{N/1}^3}{3!} \left(1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N}\right)^3 \right\} \qquad (90)$$

En fait, pour utiliser ces équations, nous devons tenir compte du fait que le multiplicateur d'électrons utilisé pour enregistrer les spectres donne un signal qui n'est pas proportionnel au nombre des particules qui tombent sur lui mais à la charge des ions. Appelons J_1, J_2, J_3, J_4, J_5, J_6, J_7 les intensités des pics successifs de droite à gauche enregistrés grâce au multiplicateur tubulaire, posons en outre :

$$\left.\begin{aligned}
a &= I_{o,N,1}\, e^{-T_{N/1}} \\
b &= I_{o,2N,2}\, e^{-T_{2N/2}} \\
\alpha &= T_N \\
\beta &= T_{2N} \\
x_N &= 1 - \frac{\sigma_{i,N/1}}{\sigma_N} \\
x_{2N} &= 1 - \frac{\sigma_{i,2N/2}}{\sigma_{2N}} \\
X_N &= Z_N = -\operatorname{Log} x_N \\
X_{2N} &= Z_{2N} = -\operatorname{Log} x_{2N}
\end{aligned}\right\} \qquad (91)$$

Le système des équations (78), (81), (82), (85), (86), (89), (90), se transforme alors en le système des sept équations suivantes :

$$J_1 = a \exp \alpha x_N + 2b \exp \beta x_{2N} \tag{92}$$

$$J_2 = 3bX_{2N} (\exp \beta x_{2N} - 1) \tag{93}$$

$$J_3 = 2aX_N (\exp \alpha x_N - 1) + 4bX_{2N}^2 \left[\frac{3}{2}(\exp \beta x_{2N} - 1) - \beta x_{2N}\right] \tag{94}$$

$$J_4 = 5bX_{2N}^3 \left[\frac{5}{3}(\exp \beta x_{2N} - 1) - \frac{3}{2}\beta x_{2N} - \frac{1}{2}\beta^2 x_{2N}^2\right] \tag{95}$$

$$J_5 = 3aX_N^2 \left[\frac{3}{2}(\exp \alpha x_N - 1) - \alpha x_N\right] + 6bX_{2N}^4 \left[\frac{47}{24}(\exp \beta x_{2N} - 1) - \frac{23}{12}\beta x_{2N} - \frac{3}{4}\beta^2 x_{2N}^2 - \frac{1}{6}\beta^3 x_{2N}^3\right] \tag{96}$$

$$J_6 = 4aX_N^3 \left[\frac{5}{3}(\exp \alpha x_N - 1) - \frac{3}{2}\alpha x_N - \frac{1}{2}\alpha^2 x_N^2\right] \tag{97}$$

$$J_7 = 5aX_N^4 \left[\frac{47}{24}(\exp \alpha x_N - 1) - \frac{23}{12}\alpha x_N - \frac{3}{4}\alpha^2 x_N^2 - \frac{1}{6}\alpha^3 x_N^3\right] \tag{98}$$

Ce système à 6 inconnues : a, b, α, β, x_N, x_{2N}, (X_N et X_{2N} étant fonctions de x_N et de x_{2N}), peut être résolu en cherchant la solution du système composé des six premières équations et en vérifiant que celle-ci satisfait l'équation (98). La résolution du système fait l'objet de l'Appendice 5.

La comparaison des résultats (A55) et (A56) nous montre que pour des granions de 12.10^3 molécules, porteurs

d'une charge, la section efficace d'ionisation varie avec l'intensité du courant d'émission électronique, doublant lorsque celui-ci est multiplié par deux. D'autre part, il semble que la section efficace d'ionisation des granions porteurs de deux charges soit pratiquement égale à leur section géométrique et ne varie que peu avec l'intensité du courant électronique. Toutefois, le manque de résultats ne nous permet pas de donner une valeur à ces sections efficaces d'ionisation; de plus, il faudrait pour cela résoudre le système (96) par une méthode plus rigoureuse que le calcul approché donné.

CONCLUSION GENERALE

Les jets moléculaires condensés d'azote que nous avons étudiés, sont constitués d'agglomérats de molécules ou "granules" contenant jusqu'à 5.10^4 molécules d'azote. Les énergies cinétiques de ces granules, dont la vitesse est environ 300 m/s, recouvrent un domaine assez étendu tout en restant relativement faibles (de 10^{-2} eV à quelques 10^2 eV). Pour étudier les jets de granules, nous avons été conduits à les ioniser, les "granions" obtenus non accélérés, caractérisés par le rapport $\frac{N}{Z} = \frac{\text{nombre de molécules d'azote}}{\text{nombre de charges élémentaires}}$, ont mêmes énergies cinétiques que les granules initiaux; mais l'intensité du jet de granions est très faible et correspond à des intensités de courant ionique inférieures à 10^{-14} A. La difficulté des mesures dans ces conditions, a été surmontée grâce à l'utilisation, d'une part, d'un analyseur électrostatique conçu au laboratoire d'un modèle entièrement nouveau qui nous a permis d'explorer le domaine d'énergie cité, d'autre part, d'un multiplicateur d'électrons tubulaire qui recueille les ions secondaires ou les fragments de granions provenant de la réflexion du jet ionisé sur un prisme métallique. Ce système nous a permis d'obtenir un bon rapport signal sur bruit dans la détection par comptage des granions.

Nous avons rendu compte, tout d'abord, de mesures d'atténuation faites sur les jets condensés neutres, qui nous ont permis d'évaluer la taille moyenne des granules dans le

jet (nombre moyen de molécules d'azote par granule). Cependant, la première caractéristique essentielle des granules que nous avons étudiée, est la distribution des vitesses dans le jet. Nous avons utilisé, pour cette étude, une méthode de mesure de temps de vol des granions non accélérés, basée sur un comptage en coïncidence. Nous avons pu montrer alors que la vitesse des granions n'est pas uniforme (comme il était toujours supposé auparavant), mais qu'elle croît lorsque le rapport caractéristique $\frac{N}{Z}$ croît. Il faut souligner que ces résultats ne dépendent pas de la pression d'admission du gaz en amont de la buse, et, que la variation totale des vitesses pour le domaine des rapports $\frac{N}{Z}$ étudiés est très supérieure à la largeur relative des distributions des vitesses des granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné. D'autre part, nous avons montré que la plupart des granions formés ne portent qu'une charge et conclu que la vitesse de ces granions non accélérés est identique à celle des granules dont ils sont issus. Le résultat obtenu ici est donc que les granules se déplacent d'autant plus vite qu'ils sont plus gros. Pour le domaine de masses considéré, qui s'étend de 3.10^3 à environ 5.10^4 molécules par granule, nous avons interprété ce résultat comme dû à la transformation de l'énergie totale apportée par les molécules qui se condensent sur un granule en énergie cinétique dirigée de celui-ci, ceci se traduisant à la fois par une augmentation de la masse et de la vitesse du granule. Cette hypothèse faite sur le processus de croissance des granules nous a permis de donner une relation analytique entre

la taille d'un granule et sa vitesse, comparable aux résultats expérimentaux.

Le résultat, qui nous semble le plus important, est la détermination de la fonction de distribution en masse des granules neutres constituant un jet condensé donné. En effet, nous ne connaissons pas de méthode permettant la mesure directe des spectres de granules neutres, et les mesures d'atténuation que l'on peut réaliser sur les jets neutres ne nous renseignent que sur la taille moyenne des granules dans le jet. Nous avons montré ici qu'il est possible de déterminer cette distribution à partir de la mesure des spectres de granions obtenus par ionisation du jet neutre. Ceux-ci sont tracés à partir de la mesure du courant ionique recueilli en fonction de la tension appliquée au déflecteur, laquelle est directement liée au rapport $\frac{N}{Z}$ des granions qui en sortent. Nous avons étudié les modifications subies par ces spectres lorsqu'on fait varier les paramètres de production et d'ionisation des jets : Pression d'admission du gaz sur la buse, intensité du courant d'émission électronique et énergie des électrons ionisants. En particulier, la position du maximum de la fonction de distribution du rapport caractéristique $\frac{N}{Z}$ se déplace vers les grandes valeurs de $\frac{N}{Z}$ quand la pression d'admission p_o croît, mais reste inchangée, tout comme l'aspect général du spectre, par variation de l'intensité du courant d'émission électronique. Cette propriété traduit le fait que les granules ne sont pas fractionnés au cours de l'ionisation. L'ensemble

des spectres ainsi obtenus, a pu être traduit par une fonction analytique simple qui nous a permis de calculer la valeur moyenne du rapport caractéristique $\frac{\overline{N}}{Z}$ des granions pour un jet donné. Chaque granule, non fractionné par ionisation, donne donc naissance à un granion. Si l'on commence par supposer que chaque granion porte une seule charge, on peut calculer, à partir des spectres de granions, la fonction de répartition en masse des granules initiaux. L'expression analytique, identique à celle des spectres de granions, que nous avons pu lui attribuer, nous a permis de calculer une taille moyenne $\overline{N}$ en nombre de molécules par granule dans le jet neutre. Nous avons corrigé cette valeur, ainsi que l'ensemble des spectres de granules, en tenant compte du fait que, dans le domaine des masses étudiées, le nombre moyen de charges calculé que peuvent porter les granions varie de 1 à 3. L'évolution des spectres, lorsqu'on fait varier la pression d'admission p_o du gaz sur la buse, nous a permis de dire que la taille des granules augmente avec p_o, et nous avons vérifié que, pour la valeur p_o = 1 bar, la taille moyenne calculée à partir des spectres de granules obtenus coïncide avec la valeur qu'on calcule par mesure de l'atténuation du jet neutre.

Dans la dernière partie de notre travail, nous avons envisagé l'éventualité de la multi-ionisation. Nous avons adjoint au dispositif expérimental déjà utilisé un second canon à électrons pour bombarder les granions de rapport $\frac{N}{Z}$ donné,

et nous avons enregistré l'intensité du signal reçu en fonction du rapport $\frac{N}{Z}$. L'étude succincte de l'ionisation des granions faite ici pour deux valeurs de $\frac{N}{Z}$, a confirmé l'existence de granions portant jusqu'à cinq charges mais ne nous a pas permis de reconnaître la fragmentation. Cette étude pourrait être poursuivie dans ce sens et celui de la détermination des sections efficaces d'ionisation des granions en fonction de leur rapport caractéristique; nous avons montré que celles-ci pouvaient être directement calculées à partir des spectres de multi-ionisation.

TABLEAU 1

Valeurs des paramètres A et B intervenant dans la formule (1) donnant le nombre de Mach M_d à l'entrée du décortiqueur en fonction du rapport γ des chaleurs spécifiques du gaz étudié.

Rapport des chaleurs spécifiques	A	B
$\frac{5}{3}$	3,31	1,01
$\frac{7}{5}$	3,64	1,21
$\frac{9}{7}$	4,00	1,58

TABLEAU 2

Résultats obtenus

pour la détermination des vitesses des granions

V = 300 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
440 ± 6	273 ± 4	3740 ± 100	2
445 ± 10	270 ± 6	3830 ± 180	1,8

Valeurs moyennes	écarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 442,5 µs	2,5 µs	$2\delta\tau$ = 10 µs
$\bar{v}$ = 271,5 m/s	1,5 m/s	$2\delta v$ = 6 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 3785 mol/charge		

V = 320 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
440 ± 6	273 ± 4	3990 ± 110	2
450 ± 6	267 ± 4	4180 ± 110	2
440 ± 10	273 ± 6	3990 ± 110	2.05

Valeurs moyennes	écarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 443,3 µs	4,7 µs	$2\delta\tau$ = 10 µs
$\bar{v}$ = 271 m/s	2,8 m/s	$2\delta v$ = 6 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 4053 mol/charge		

V = 500 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
410 ± 5	293 ± 4	5420 ± 130	2
410 ± 5	293 ± 4	5420 ± 130	2
410 ± 5	293 ± 4	5420 ± 130	1,6
400 ± 10	300 ± 8	5160 ± 260	1
410 ± 5	293 ± 4	5420 ± 130	2,05
405 ± 10	296 ± 7	5280 ± 260	2
410 ± 6	293 ± 4	5420 ± 160	1,8
415 ± 10	289 ± 7	5550 ± 260	1

valeurs moyennes	écarts quadratiques	domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 408,8 µs	4,1 µs	$2\delta\tau$ = 20 µs
$\bar{v}$ = 293,8 m/s	2,9 m/s	$2\delta v$ = 14 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 5386 mol/charge		

V = 600 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
400 ± 10	300 ± 8	6190 ± 310	2
395 ± 6	304 ± 5	6030 ± 190	2
400 ± 5	300 ± 4	6190 ± 160	1,8
405 ± 6	296 ± 4	6345 ± 190	1

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 400 µs	5 µs	$2\delta\tau$ = 25 µs
$\bar{v}$ = 300 m/s	2,8 m/s	$2\delta v$ = 19 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 6188 mol/charge		

V = 700 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
390 ± 5	308 ± 4	6860 ± 180	1,8
385 ± 6	312 ± 5	6690 ± 210	2,05
395 ± 10	304 ± 8	7040 ± 360	2
385 ± 10	312 ± 8	6690 ± 350	1,8
400 ± 10	300 ± 8	7220 ± 360	1
405 ± 5	296 ± 4	7400 ± 180	1

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distributions
$\bar{\tau}$ = 395 µs	9,6 µs	$2\delta\tau$ = 30 µs
$\bar{v}$ = 305,7 m/s	5 m/s	$2\delta v$ = 23 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 6988 mol/charge		

V = 800 Volts

τ µs	v m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
385 ± 10	312 ± 8	7640 ± 400	2
390 ± 10	308 ± 8	7840 ± 410	1,8
400 ± 7	300 ± 5	8250 ± 290	1

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 391,7 µs	6,2 µs	$2\delta\tau$ = 32 µs
$\bar{v}$ = 306,7 m/s	5 m/s	$2\delta v$ = 25 m/s
$\overline{(\frac{N}{Z})}$ = 7910 mol/charge		

TABLEAU 2
(Suite)

V = 900 Volts			
τ µs	v m/s	Z/N molécules/charge	P_o bar
377 ± 5	318 ± 4	8250 ± 220	1,8
380 ± 10	316 ± 8	8380 ± 440	2,05
375 ± 10	320 ± 9	8160 ± 430	2
385 ± 5	312 ± 4	8600 ± 230	1,8
390 ± 6	308 ± 5	8830 ± 270	1

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 381,4 µs $\bar{v}$ = 314,8 m/s $\left(\frac{N}{Z}\right)$ = 8444 mol/charge	5,5 µs 4,3 m/s	$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 25 m/s

V = 1000 Volts			
s	m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
380 ± 10	316 ± 8	9310 ± 490	2
380 ± 6	316 ± 5	9310 ± 290	2
375 ± 10	320 ± 9	9070 ± 490	2
380 ± 10	316 ± 8	9310 ± 490	1
380 ± 10	316 ± 8	9310 ± 490	1,8

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 379 s $\bar{v}$ = 316,8 m/s $\left(\frac{N}{Z}\right)$ = 9262 mol/charge	2 µs 1,6 m/s	$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 25 m/s

V = 1100 Volts			
s	m/s	N/Z molécules/charge	P_o bar
375 ± 10	320 ± 9	9970 ± 530	2,05
370 ± 10	324 ± 9	9710 ± 520	1,8
385 ± 10	312 ± 8	10510 ± 550	1

Valeurs moyennes	Ecarts quadratiques	Domaines de distribution
$\bar{\tau}$ = 376,7 µs $\bar{v}$ = 318,7 m/s $\left(\frac{N}{Z}\right)$ = 10063 mol/charge	6,2 µs 5 m/s	$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 25,3 m/s

V = 1200 Volts			
τ µs	v m/s	N/Z mol/charge	P_o bar
370 ± 15	324 ± 13	10590 ± 860	1,8

Domaines
$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 27 m/s

V = 1300 Volts			
τ µs	v m/s	N/Z mol/charge	P_o bar
370 ± 10	324 ± 9	11480 ± 620	2,05
370 ± 15	324 ± 13	11480 ± 620	1,8

Valeurs moyennes	Domaines
$\bar{\tau}$ = 370 µs $\bar{v}$ = 324 m/s $\left(\frac{N}{Z}\right)$ = 11480 mol/charge	$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 27 m/s

V = 1400 Volts			
τ µs	v m/s	N/Z mol/charge	P_o bar
355 ± 15	338 ± 14	11380 ± 960	1,8

Domaines
$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 28 m/s

V = 1500 Volts			
τ µs	v m/s	N/Z mol/charge	P_o bar
370 ± 10	324 ± 9	13240 ± 720	2

Domaines
$2\delta\tau$ = 30 µs $2\delta v$ = 27 m/s

T A B L E A U 3

Valeurs moyennes du rapport $\frac{N}{Z}$ des granions en fonction des paramètres de production du jet condensé ionisé

Figures 31-32-33			Figure 34		Figure 35		Figure 36	
p_o = 1 bar			Ie = 0,2 µA Ve = -250 V		Ie = 0,2 µA Ve = -200 V		Ie = 0,2 µA Ve = -150 V	
Ie µA	Ve Volt	$\overline{N/Z}$ mol/charge	p_o bars	$\overline{N/Z}$ mol/charge	p_o bars	$\overline{N/Z}$ mol/charge	p_o bars	$\overline{N/Z}$ mol/charge
40	-500	6200	1,6	7440	1,52	9000	1,5	10150
100	-500	6200						
500	-500	6200	2	8450	1,8	9500	1,7	11720
1000	-500	6200						
			2,5	9200	2	9500	2,05	11770
30	-500	7720						
130	-500	7720			2,3	13000	2,3	12080
							2,52	14020
400	-170	6400			2,55	10700	2,70	15600

TABLEAU 4

Valeurs des nombres moyens expérimentaux $\bar{N}_{exp}$ et calculés $\bar{N}_{réel}$ des molécules contenues dans les granules des jets condensés d'azote en fonction de la pression d'admission p_o du gaz sur la buse

p_o = 1 bar	1.5 - 1.6		1.7 - 1.8		2		2.3		2.5 - 2.55		2.56 - 2.70		$p_{o_{bars}}$
$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$\bar{N}_{exp}$	$\bar{N}_{réel}$	$V_{e_{Volts}}$
6100 } Ve = -500 V	6800	18000			8000	21000			9000	25000			- 250
6900 }	8300	20000	9100	23000	9300	23000	11000	27000	11500	28000	11000	27000	- 200
6000 (Ve = -170 V) ($\bar{N}_{réel}$ = 10 000)	10000	18000	11000	20000	11300	20000	12000	21000	14000	25000	14000	25000	- 150

Appendice 1

Si n_N est le nombre de granules de masse m_N par unité de volume, on définit la fraction condensée par:

$$\alpha = \frac{m_N\, n_N}{\rho} \qquad \text{(A 1)}$$

en chaque point de l'écoulement; la contribution à l'écoulement en masse au point x des granules formés au point x' en amont de x est :

$$W\, d\alpha = J(x')\, A(x')\, m_N(x',x)\, dx \qquad \text{(A 2)}$$

où W est la masse totale passant par unité de temps en x; J(x') le nombre de noyaux critiques formés par unités de volume et de temps en x' où la section de l'écoulement est A(x'), et $m_N(x',x)$ la masse d'un granule formé en x' lorsqu'il arrive en x. La masse totale de la phase condensée arrivant en x par unité de temps est :

$$W\alpha = \int_{x_o}^{x} J(x')\, A(x')\, m_N(x',x)\, dx' \qquad \text{(A 3)}$$

x_o désigne le point où la condensation commence.
Le nombre total de granules passant au point x par unité de temps est :

$$n_T = \int_{x_o}^{x} J(x') \, A(x') \, dx' \qquad (A\ 4)$$

La variation de la fraction condensée le long de l'écoulement est :

$$\frac{d\alpha}{dx} = \frac{1}{W} \int_{x_o}^{x} J(x') \, A(x') \, \frac{dm_N(x',x)}{dx} \, dx' \qquad (A\ 5)$$

Cette équation peut être utilisée simultanément avec les équations de l'écoulement du mélange des phases du fluide considéré pour déterminer les propriétés de l'écoulement. Si l'on fait les hypothèses suivantes :

(1) Les granules sont toujours petits (diamètre inférieur à quelques centaines d'Angström ce qui correspond à des granules contenant environ 10^6 molécules);

(2) La densité de la phase condensée est très supérieure à celle de la vapeur (ρ = 1,25 g/l pour l'azote gazeux; 1,026 g/cm^3 pour l'azote solide);

(3) Les granules peuvent être considérés comme les molécules d'un gaz lourd;

(4) L'écoulement est permanent, on néglige les effets de la conduction thermique et de la diffusion;

(5) La vapeur est considérée comme un gaz parfait qui subit une détente isentropique;

les équations de l'écoulement du mélange de la phase condensée et de sa vapeur sont alors données comme suit :
En supposant que les vitesses moyennes de l'écoulement q sont égales pour la vapeur et la phase condensée en tout point de l'écoulement, l'équation de continuité pour le mélange est :

$$\rho A q = \text{constante} \qquad \text{(A 6)}$$

l'équation de continuité pour les granules s'écrivant :

$$\frac{d}{dx}(\rho \alpha A q) = \rho A q \frac{d\alpha}{dx} = A \int_{x_o}^{x} J(x') m_N(x',x) dx' \qquad \text{(A 7)}$$

L'équation de la quantité de mouvement du mélange de densité ρ est :

$$\rho q dq + dp = 0 \qquad \text{(A 8)}$$

L'équation de l'énergie s'écrit :

$$h + \frac{q^2}{2} = \text{constante} \qquad \text{(A 9)}$$

avec :

$$h = \alpha h_1 + (1 - \alpha) h_2 = h_2 + \alpha (h_1 - h_2) \qquad \text{(A 10)}$$

les indices 1 et 2 désignent respectivement la phase condensée et la vapeur, h_2 est l'enthalpie de la vapeur supposée gaz parfait :

$$h_2 = c_{p_2} T = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} T \qquad (A\ 11)$$

h_1 est l'enthalpie de la phase condensée, et :

$$h_1 - h_2 = l_c \qquad (A\ 12)$$

La chaleur de condensation l_c est liée à la température et à la pression par la relation de Clapeyron qui s'écrit :

$$\frac{d\,\mathrm{Log}\,p}{dT} = - \frac{l_c}{R\,T^2} \qquad (A\ 13)$$

Par suite, l'équation de l'énergie devient :

$$h_2 + \frac{q^2}{2} + \alpha\, l_c = \text{constante} = \frac{\gamma r}{\gamma - 1} T + \frac{q^2}{2} + \alpha\, l_c \qquad (A\ 14)$$

On doit lier à ces équations, l'équation d'état des gaz parfaits pour la vapeur :

$$p_2 \simeq p = \rho\,(1 - \alpha)\, r\, T \qquad (A\ 15)$$

où p_2, la pression partielle de la vapeur est pratiquement égale à la pression au point considéré. De plus on a supposé la détente isentropique, on ajoute donc l'équation :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{1}{\gamma}\frac{dp}{p} \qquad (A\ 16)$$

L'ensemble des équations (10),(A5),(A6),(A7),(A8),(A13),(A14),(A15),(A16) détermine alors complètement les propriétés de l'écoulement. En particulier à partir de ces équations, on peut exprimer la vitesse de l'écoulement :

$$q^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} r T_o \left[1 - \left(\frac{p}{p_o}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right] = \frac{2\gamma}{\gamma-1} r T_o \left[1 - (1-\alpha)\frac{T}{T_o}\right] \qquad (A\ 17)$$

p et T désignent la pression et la température au point où la vitesse est q, p_o et T_o étant la pression et la température d'admission du gaz sur la buse.

On peut montrer que la vitesse du son est donnée au même point par :

$$a^2 = \gamma(1-\alpha) r T \frac{1 - \frac{\alpha l_c}{r T}\frac{\gamma-1}{\gamma}}{1 - (\gamma-1)\frac{\alpha l_c}{rT}} \qquad (A\ 18)$$

qui se réduit , puisque $\frac{\alpha l_c}{r T} \ll 1$, à :

$$a^2 = \gamma(1-\alpha) r T \qquad (A\ 19)$$

et par suite, l'expression (A17) donnée en fonction de la température et du nombre de Mach $M = \frac{q}{a}$ devient :

$$(1-\alpha) T = T_o \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1} \qquad (A\ 20)$$

D'autre part, sachant que le jet est conique, on peut exprimer chaque grandeur en fonction de la distance du point sur l'axe du jet en utilisant l'équation de continuité (A6). Si l'on prend comme origine des abscisses le sommet du cône, qu'on appelle x_a l'abscisse du point où la vitesse de l'écoulement est sonique, on peut montrer que :

$$\left(\frac{x}{x_a}\right)^4 = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{T_o}{T_o - (1-\alpha)\,T} \left[(1-\alpha)\,\frac{\gamma+1}{2}\,\frac{T}{T_o}\right]^{-\frac{2}{\gamma-1}} \qquad (A\ 21)$$

De la même façon, on peut exprimer p, ρ , ... en fonction de x.

Appendice 2

Dans l'enceinte où l'on mesure l'atténuation du jet de granules, le nombre total de molécules gazeuses est n_o, le nombre de ces molécules dont la vitesse q est supérieure à $q_o = \frac{Nq_N}{2} \alpha$ est donné par :

$$\frac{n}{n_o} = 4\pi \int_{q_o}^{\infty} \left(\frac{m_o}{2\pi k T}\right)^{3/2} q^2 \exp - \frac{m_o q^2}{2 k T} \, dq \qquad \text{(A 22)}$$

Posons : $x = \left(\frac{m_o}{k T}\right)^{1/2} q$, l'équation (A22) devient :

$$\frac{n}{n_o} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \int_{q_o\left(\frac{m_o}{k T}\right)^{1/2}}^{\infty} x^2 \exp - \frac{x^2}{2} \, dx \qquad \text{(A 23)}$$

Or :

$$\int x^2 \exp - \frac{x^2}{2} \, dx = \int x(x \exp - \frac{x^2}{2}) dx = -x \exp - \frac{x^2}{2} + \int \exp - \frac{x^2}{2} \, dx$$

L'équation (A23) s'écrit alors :

$$\frac{n}{n_o} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left[\int_{q_o\left(\frac{m_o}{k T}\right)^{1/2}}^{\infty} \exp - \frac{x^2}{2} \, dx + q_o \left(\frac{m_o}{kT}\right)^{1/2} \exp - \frac{q_o^2 m_o}{2 k T} \right] \qquad \text{(A 24)}$$

$$\int_{q_o\left(\frac{m_o}{kT}\right)^{1/2}}^{\infty} \exp - \frac{x^2}{2} \, dx = \int_0^{\infty} \exp - \frac{x^2}{2} \, dx - \int_0^{q_o\left(\frac{m_o}{kT}\right)^{1/2}} \exp - \frac{x^2}{2} \, dx \qquad \text{(A 25)}$$

Avec $\int_0^{\infty} \exp -\frac{x^2}{2}\, dx = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2}$, nous pouvons écrire (A24) sous la forme suivante :

$$\frac{n}{n_o} = 2\, x_o\, \Phi(x_o) + 1 - 2\int_0^{x_o} \Phi(x)\, dx \qquad \text{(A 26)}$$

avec : $$x_o = q_o \left(\frac{m_o}{kT}\right)^{1/2} = \frac{N\, q_N}{2} \left(\frac{m_o}{k\, T}\right)^{1/2} \alpha \qquad \text{(A 27)}$$

et : $$\Phi(x) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1/2} \exp - \frac{x^2}{2} \qquad \text{(A 28)}$$

Les valeurs de $\Phi(x)$ et de l'intégrale $\int_0^{x_o} \Phi(x)\, dx$, figurent dans de nombreuses tables.

Les résultats du calcul de $\frac{n}{n_o}$ en fonction du nombre N de molécules par granule sont donnés dans le tableau ci-dessous.

N molécules/granule	10^4	5.10^3	4.10^3	$2,5.10^3$	10^3	5.10^2
$\frac{n}{n_o}$ en %	$<10^{-6}$	$<10^{-6}$	$<10^{-4}$	4.10^{-2}	36	85

Appendice 3

Considérons une particule de masse m, de charge q, qui pénètre dans le champ règnant entre les électrodes du déflecteur décrit dans le paragraphe 2.2.4.1, avec une vitesse initiale $\vec{v}_e$ parallèle à la section droite du condensateur. Le champ central qui règne entre les électrodes a pour valeur :

$$\vec{E} = \frac{V_d}{\text{Log } \frac{R_2}{R_1}} \frac{\vec{u}}{r} \qquad \text{(A 29)}$$

en un point M situé à la distance r de l'axe des électrodes dont le rayon vecteur est $\vec{ru}$. Le potentiel a une symétrie cylindrique et vaut, en tous les points situés à la distance r de l'axe :

$$V(r) = \frac{V_d}{\text{Log } \frac{R_1}{R_2}} \text{Log } \frac{r}{R_2} \qquad \text{(A 30)}$$

Les propriétés du champ central font que la trajectoire d'une particule dont la vitesse d'entrée dans le champ est parallèle à un plan de section droite, est toute entière dans un tel plan, que les vitesses d'entrée et de sortie de la particule sont tangentes à un même cercle (conservation du moment de la quantité de mouvement angulaire) et que sa trajectoire est symétrique par rapport au rayon passant par son point de pénétration maximale dans le champ.

L'équation fondamentale du mouvement de la particule de masse m, de charge q, placée au point de rayon vecteur r et d'angle polaire $\theta = (\vec{Ox},\vec{OM})$, dont la vitesse $\vec{v}$ à chaque instant fait l'angle $\varphi = (\vec{Ox},\vec{v})$ avec Ox et qui n'est soumise qu'à la seule force électrostatique, est :

$$m \frac{d^2\vec{OM}}{dt^2} = q \vec{E} \qquad (A\ 31)$$

Cette équation est équivalente au système suivant :

$$\begin{cases} m\left[\frac{d^2r}{dt^2} - r\left(\frac{d\theta}{dt}\right)^2\right] = \frac{q\ V_d}{r\ \mathrm{Log}\frac{R_2}{R_1}} & (A\ 32) \\ 2\frac{dr}{dt}\frac{d\theta}{dt} + r\frac{d^2\theta}{dt^2} = 0 & (A\ 33) \end{cases}$$

Si l'on désigne par l'indice e les valeurs initiales des paramètres θ, φ, v du mouvement de la particule à son entrée dans le champ $\vec{E}$, la combinaison et l'intégration des équations (A32) et (A33) nous conduisent à l'équation de la trajectoire de la particule qu'on peut donner sous l'une ou l'autre des deux formes suivantes :

$$\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{R_2^2\sin^2(\varphi_e-\theta_e)}\left[1 - \frac{R_2^2}{r^2}\sin^2(\varphi_e-\theta_e) - \frac{qV_d\ \mathrm{Log}\frac{r}{R_2}}{\frac{1}{2}mv_e^2\mathrm{Log}\frac{R_1}{R_2}}\right] \qquad (A\ 34)$$

$$\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 = 4\left(\frac{dr}{d\theta}\right)^2\left(\frac{\frac{1}{2}mv_e^2\ \mathrm{Log}\frac{R_1}{R_2}}{q\ V_d} - \mathrm{Log}\frac{r}{R_2}\right)^2 \qquad (A\ 35)$$

Si nous introduisons les paramètres suivants :

$$\gamma = \cos\theta_e = \frac{a}{R_2} \qquad \text{(A 36)}$$

γ désigne la position de la fente d'entrée f_e du déflecteur, a est son abscisse comptée sur Ox;

$$\eta = \frac{q\,V_d}{\frac{1}{2}mv_e^2} = \frac{q\,V_d}{E_o} \qquad \text{(A 37)}$$

E_o est l'énergie cinétique de la particule lorsqu'elle pénètre dans le champ et qu'elle conserve tout le long de sa trajectoire dans celui-ci;

$$K = \frac{\eta}{\text{Log}\,\frac{R_1}{R_2}} \qquad \text{(A 38)}$$

et si nous prenons comme nouvelle variable la coordonnée radiale réduite :

$$\rho = \frac{r}{R_2} \qquad \text{(A 39)}$$

les équations (A34) et (A35) nous permettent d'évaluer la déviation que subit l'ion d'énergie E_o pénétrant dans le champ $\vec{E}$ avec la vitesse $\vec{v}_e$ faisant avec $\vec{Ox}$ l'angle φ_e, à travers la fente d'entrée f_e, cette déviation est :

$$\Delta\varphi = K(\gamma\sin\varphi_e - \sqrt{1-\gamma^2}\cos\varphi_e)\int_{\rho_{min}}^{1} \frac{d\rho}{\rho^2(1-K\text{Log}\rho)\left[1-\left(\frac{\gamma\sin\varphi_e+\sqrt{1-\gamma^2}\cos\varphi_e}{\rho}\right)^2-K\text{Log}\rho\right]^{\frac{1}{2}}} \qquad \text{(A 40)}$$

ρ_{min} est la coordonnée radiale réduite au point de pénétration maximale, elle est racine de l'équation :

$$1 - \left[\frac{\gamma \sin \varphi_e - (1-\gamma^2)^{1/2} \cos \varphi_e}{\rho}\right]^2 - K \operatorname{Log} \rho = 0 \qquad \text{(A 41)}$$

Pour des particules pénétrant dans le champ avec une vitesse perpendiculaire à Ox, l'équation (A40) devient :

$$\Delta\varphi = K\gamma \int_{\rho_{min}}^{1} \frac{d\rho}{\rho^2 (1-K \operatorname{Log} \rho)\left(1 - \frac{\gamma^2}{\rho^2} - K \operatorname{Log}\rho\right)^{1/2}} \qquad \text{(A 42)}$$

avec ρ_{min} racine de :

$$1 - \frac{\gamma^2}{\rho^2} - K \operatorname{Log} \rho = 0 \qquad \text{(A 43)}$$

Appendice 4

Nous supposerons que dans le domaine d'énergies électroniques étudié ici, compris entre 150 eV et 250 eV, la perte d'énergie par unité de longueur d'un électron à l'intérieur d'un granule d'azote est donnée en fonction de l'énergie W_e de l'électron en chaque point par la formule [29] :

$$\frac{dW_e}{ds} = - (7 + 0{,}135\ W_e).10^9 \qquad \text{(A 44)}$$

dans laquelle W_e est exprimé en eV et $\frac{dW_e}{ds}$ en eV/m.

Par intégration de cette équation, on peut calculer en chaque point intérieur au granule l'énergie W_e de l'électron en fonction de son énergie incidente W_{e_o} et de la distance s qu'il a parcourue dans le granule, on obtient :

$$0{,}135\ W_e + 7 = (0{,}135\ W_{e_o} + 7)\ \exp -0{,}135.10^9 s \qquad \text{(A 45)}$$

Si nous supposons que la distance moyenne parcourue par l'électron à l'intérieur du granule de N molécules est :

$$\overline{D_N} = \frac{4}{3}\ r_N = \frac{8{,}8}{3}\ 10^{-10}\ N^{1/3} \qquad \text{(A 46)}$$

l'équation (A45) nous permet d'évaluer l'énergie de sortie de l'électron, soit W_{e_s} :

$$0{,}135\ W_{es} + 7 = (0{,}135\ W_{e_o} + 7)\ \exp -0{,}135.10^{9}\overline{D_N} \qquad \text{(A 47)}$$

La perte d'énergie moyenne de l'électron par unité de longueur parcourue dans le granule est donc :

$$\frac{d\overline{W_e}}{ds} = \frac{W_{es} - W_{eo}}{\overline{D_N}} = \frac{(7+0{,}135\ W_{e_o})(\exp -0{,}135.10^{9}\overline{D_N} - 1)}{0{,}135\ \overline{D_N}} \qquad \text{(A 48)}$$

qui donne, en remplaçant $\overline{D_N}$ par sa valeur en fonction du nombre de molécules N du granule d'azote :

$$\frac{d\overline{W_e}}{ds} = \frac{(7 + 0{,}135\ We_o)(\exp -0{,}0396N^{1/3} - 1)}{0{,}396.10^{-10}N^{1/3}} \qquad \text{(A 49)}$$

Appendice 5

Le système des équations (92) à (98) doit être résolu en fonction de x_N et x_{2N} en éliminant a, b, α et β . Or α , β , sont petits devant 1, donc ce système peut s'écrire :

$$\begin{cases} J_1 = a(1+\alpha x_N + \frac{\alpha^2 x_N^2}{2} + \frac{\alpha^3 x_N^3}{6}) + 2b(1+\beta x_{2N} + \frac{\beta^2 x_{2N}^2}{2} + \frac{\beta^3 x_{2N}^3}{6}) \\ J_2 = 3b\, X_{2N}\, (\beta x_{2N} + \frac{\beta^2 x_{2N}^2}{2} + \frac{\beta^3 x_{2N}^3}{6}) \\ J_3 = 2aX_N(\alpha x_N + \frac{1}{2}\alpha^2 x_N^2 + \frac{1}{6}\alpha^3 x_N^3) + 4bX_{2N}^2(\frac{1}{2}\beta x_{2N} + \frac{3}{4}\beta^2 x_{2N}^2 + \frac{1}{4}\beta^3 x_{2N}^3) \\ J_4 = 5bX_{2N}^3(\frac{1}{6}\beta x_{2N} + \frac{1}{3}\beta^2 x_{2N}^2 + \frac{5}{18}\beta^3 x_{2N}^3) \\ J_5 = 3aX_N^2(\frac{1}{2}\alpha x_N + \frac{3}{4}\alpha^2 x_N^2 + \frac{1}{4}\alpha^3 x_N^3) + 6bX_{2N}^4(\frac{1}{24}\beta x_{2N} + \frac{11}{48}\beta^2 x_{2N}^2 + \frac{23}{144}\beta^3 x_{2N}^3) \\ J_6 = 4aX_N^3(\frac{1}{6}\alpha x_N + \frac{1}{3}\alpha^2 x_N^2 + \frac{5}{18}\alpha^3 x_N^3) \end{cases} \qquad (A\ 50)$$

Soit en négligeant les infiniments petits d'ordre supérieur à 1 :

$$\begin{cases} J_1 = a\,(1 + \alpha x_N) + 2b\,(1 + \beta x_{2N}) \\ J_2 = 3b\, X_{2N}\, \beta x_{2N} \\ J_3 = 2a\, X_N\, \alpha x_N + 2b\, X_{2N}^2\, \beta x_{2N} \end{cases} \qquad (A\ 51)$$

$$\begin{cases} J_4 = \frac{5}{6}\, b\, X_{2N}^3\, \beta x_{2N} \\ J_5 = \frac{2}{2}\, a\, X_N^2\, \alpha x_N + \frac{1}{4}\, b\, X_{2N}^4\, \beta x_{2N} \\ J_6 = \frac{2}{3}\, a\, X_N^3\, \alpha x_N \end{cases} \qquad \text{(A 51)}$$

Système équivalent au suivant :

$$\begin{cases} a = \frac{3}{2}\, J_6\, \frac{1}{X_N^3\, \alpha x_N} \\ b = \frac{1}{3}\, J_2\, \frac{1}{X_{2N}\, \beta x_{2N}} \\ J_1 = a\,(1 + \alpha x_N) + 2b\,(1 + \beta x_{2N}) \\ J_5 = \frac{2}{2}\, a\, X_N^2\, \alpha x_N + \frac{1}{4}\, b\, X_{2N}^4\, \beta x_{2N} \end{cases} \qquad \text{(A 52)}$$

auquel il faut adjoindre :

$$X_{2N} = \frac{18}{5}\, \frac{J_4}{J_2} \qquad \text{(A 53)}$$

$$X_N = \left(\frac{J_3 - \frac{12}{5}\, J_4}{3\, J_6} \right)^{1/2} \qquad \text{(A 54)}$$

Ces deux dernières équations devraient nous permettre le calcul de x_N et x_{2N} à partir de l'intensité des pics des spectres enregistrés.

Ces calculs, appliqués aux figures 58 et 59, donnent :

-rour la figure 58 , avec $I_{e_2} = 6\mu A$, $\frac{N}{Z} = 12100$, on trouve :

$$\left.\begin{aligned} X_{2N} = 7,8 \quad \text{soit} \quad \frac{\sigma_{i\ 24.10^3/2}}{\sigma_{24.10^3}} &= 1 - 4,5.10^{-4} \\ X_N = 1,17 \quad \text{soit} \quad \frac{\sigma_{i\ 12.10^3/1}}{\sigma_{12.10^3}} &= 0,69 \end{aligned}\right\} \quad (A\ 55)$$

-Pour la figure 59, avec $I_{e_2} = 3\mu A$, $\frac{N}{Z} = 12100$, on trouve :

$$\left.\begin{aligned} X_{2N} = 6 \quad \text{soit} \quad \frac{\sigma_{i\ 24.10^3/2}}{\sigma_{24.10^3}} &= 1 - 2,5.10^{-3} \\ X_N = 0,392 \quad \text{soit} \quad \frac{\sigma_{i\ 12.10^3/1}}{\sigma_{12.10^3}} &= 0,33 \end{aligned}\right\} \quad (A\ 56)$$

B I B L I O G R A P H I E

[1] F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
Proc. of the IVth IAEA Conf. Madison (1971) Vol.2, 585.

[2] F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
IV European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Roma 1970, n° 96.

[3] W. Henkes,
" Production of Plasma by injection of charged hydrogen clusters ". Phys. Letters, 12 (1964) 322.

[4] E.W. Becker, W. Henkes,
D B P 1178, 152 (12.5.62/17.9.64).

[5] E.W. Becker, K. Buchkeit, W. Henkes,
"Experiments relating to high energy injection of charged hydrogen clusters ", 2nd Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Stockholm 1967.

[6] W. Henkes,
Z. Naturforschung 16 a, 842 (1961).

[7] W. Henkes,
Z. Naturforschung 17 a, 786 (1962).

[8] EUR FU 74/AGHI 10/R 1,
" The present state of research into Plasma Heating and Injection Methods ", February 1974.

[9] J.R. Hiskes,
Nuclear Fusion 12 (1972), 423.

[10] F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
VI European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscou 1973.

[11] E.W. Becker, K. Bier, W. Henkes,
Z. Phys. 146, 333 (1956).

[12] E.W. Becker, R. Klingelhöfer, P. Lohse,
Z. Naturforschung 17 a, 432 (1962).

[13] F. Seitz,
The modern theory of solids - Mc Graw Hill 1940, p.2.

[14] H. Ashkenas, F.S. Sherman,
Rarefied gas dynamics, Vol.II, p.84 (1966),
Academic Press New York.

[15] K. Bier, O.F. Hagena,
Z. angew. Phys. 14, 658 (1962).

[16] B. French,
" Continuum source molecular beams ". A.I.A.A. Journal 3, 993 (1965).

[17] A. Kantrowitz,
The journal of Chem. Physics. Vol.19, n° 2 (Sept.1954).

[18] M. Volmer, A. Weber,
Zeitschr. für Phys. Chemie. 119 S.277 (1926).

[19] J. Frenkel,
Kinetic theory of liquids - Dover Publications Inc. New York.

[20] R. Becker, W. Döring,
Annalen der Physik. S.719-751 (1935).

[21] D.R. Clark,
The College of Aeronautics Cranfield, Report Aero (1965).

[22] P. Audit, M. Rouault,
Sixth Rarefied gas dynamics, 1703 (1969).

[23] P. Audit,
Le Journal de Physique, Tome 30 (Fev. Mars 1969).

[24] B. Raoult, J. Farges, M. Rouault,
Comptes Rendus, 267 B, 942 (1968).

[25] J. Farges, B. Raoult, G. Torchet,
8th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics.
Stanford University, July 1972. Vol.I, P.99-104,
AFOSR 72-1276.

[26] J. Farges, M.F. de Feraudy, B. Raoult, G. Torchet,
5th Symposium international sur les jets moléculaires.
Nice, Avril 1975.

[27] H. Burghoff, J. Gspann,
Z. Naturforschung 22 a, 684-689 (1967).

[28] J. Gspann,
Dissertation Karlsruhe (1966).

[29] F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
Physical Review A - Vol. 6, n° 5 (November 1972).

[30] F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
Nuclear Fusion 14 (1974), 365.

[31] W. Henkes, G. Isenberg,
International J. Mass Spectrometry Ion Phys. 5, 249(1970).

[32] K. Bier, O.F. Hagena,
Proceedings of the Fourth International Rarefied Gas Dynamics Symposium. Vol.II, p.250-278 (1966). Academic Press New York.

[33] E.S. Tay, P.G. Dawson, G.A.G. Mosson,
Proceedings of the Sixth Symposium on Fusion Technology. Aachen (1970).

[34] H. Falter, O. Hagena, W. Henkes, H. Von Wedel,
Int. J. of Mass Spectrometry and Ion Physics, 4, 145 (1970).

[35] O.F. Hagena, W. Obert,
The Journal of Chemical Physics, Vol.56, n° 5, p.1793-1802 (March 1972).

[36] O.F. Hagena, W. Henkes,
Z. Naturforschung 20 a, 1344 (1965).

[37] O.F. Hagena,
Z. Angew. Phys. 16, 183 (1963).

[38] W. Henkes, F. Mikosch,
Int. J. of Mass Spectrometry and Ion Physics, 13, p.151-161 (1974).

[39] H. Pauly,
Fortshritte des Physik 9, 613-687 (1961).

[40] J. Coutant, M. Fois, A.M. Le Bihan,
Entropie n° 42 (Novembre-Décembre 1971), 74-76.

[41] E. Yellin, L.I. Yin, I. Adler,
The Review of Scientific Instruments, Vol.41, n° 1
(January 1970).

[42] A.M. Le Bihan, F. Bottiglioni, J. Coutant, M. Fois,
4ème Symposium sur les jets moléculaires. Cannes (1973).

[43] A.M. Le Bihan,
C. R. Acad. Sc. Paris, t.277 (8 Septembre 1973).

[44] O.F. Hagena,
Gas Dynamics, Vol.4

[45] P.V. Marrone,
Phys. of Fluids 10, n° 3 (March 1967).

[46] B. Lefkowitz, E.L. Knuth,
6th Int. Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Vol.2
(1969).

[47] R. Campargue,
The Chem. Soc. (London). Spec. Publ. n° 20, 287-296
Acad. Press New York and London (1966).

[48] J.B. Anderson,
Gas Dynamics, Vol.4.

[49] O.F. Hagena, W. Obert, H. Von Wedel,
Euromech 13th Meeting on the Aerodynamics of Rarefied Gas Flows. National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex, England (July 1969).

[50] J. Bauchert, O.F. Hagena,
Z. Naturforschung 20 a, 1135-1142 (1965).

[51] O.F. Hagena,
The Physics of Fluids, Vol.17, n° 5 (May 1974).